



Уральский
федеральный
университет

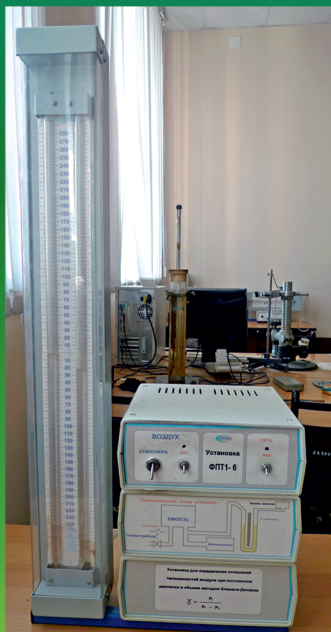
имени первого Президента
России Б.Н.Ельцина

Институт естественных наук
и математики

В. М. КИСЕЕВ
С. А. БЕРЕСНЕВ

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
УРАЛЬСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ ПЕРВОГО ПРЕЗИДЕНТА РОССИИ Б. Н. ЕЛЬЦИНА

В. М. Кисеев, С. А. Береснев

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум

Рекомендовано методическим советом
Уральского федерального университета
для студентов вуза, обучающихся по направлениям подготовки
03.03.02 «Физика», 05.03.04 «Гидрометеорология»,
09.03.02 «Информационные системы и технологии»,
21.03.03 «Геодезия и дистанционное зондирование»,
27.03.01 «Стандартизация и метрология», 27.03.05 «Инноватика»,
28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»,
по специальности 03.05.01 «Астрономия»

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2020

УДК 530.2(046.5)
ББК 22.36я73-5
К44

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра физики и математического моделирования
Уральского государственного педагогического университета
(и. о. заведующего кафедрой доктор физико-математических наук,
профессор *П. С. Попель*);

В. П. Коверда, доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН, заведующий лабораторией
фазовых переходов и неравновесных процессов
Института теплофизики УрО РАН

Кисеев, В. М.

К44 Молекулярная физика : лабораторный практикум / В. М. Кисеев, С. А. Береснев ; Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Уральский федеральный университет. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. – 124 с. : ил. – Библиогр.: с. 122. – 30 экз. – ISBN 978-5-7996-2958-8. – Текст : непосредственный.

ISBN 978-5-7996-2958-8

Лабораторный практикум содержит описания и методические рекомендации по выполнению работ в учебной лаборатории молекулярной физики ИЕНиМ УрФУ.

Для студентов, обучающихся по направлению подготовки «Физика» и специальности «Астрономия».

УДК 530.2(046.5)
ББК 22.36я73-5

ОГЛАВЛЕНИЕ

От авторов	5
Определение теплофизических свойств веществ	8
<i>Лабораторная работа 1</i>	
Определение теплоты отвердевания (кристаллизации) вещества	8
<i>Лабораторная работа 2</i>	
Определение отношения удельных теплоемкостей воздуха по скорости звука	15
<i>Лабораторная работа 3</i>	
Определение отношения удельных теплоемкостей воздуха методом Клемана – Дезорма	25
Явления переноса в твердых телах и жидкостях	32
<i>Лабораторная работа 4</i>	
Измерение и сравнение коэффициентов теплопроводности металлов и тепловой трубы	32
<i>Лабораторная работа 5</i>	
Определение коэффициента вязкости жидкости методом Стокса	41
<i>Лабораторная работа 6</i>	
Исследование температурной зависимости вязкости воды с помощью капиллярного вискозиметра	47
Идеальные газы	57
<i>Лабораторная работа 7</i>	
Определение термического коэффициента давления с помощью газового термометра	57
<i>Лабораторная работа 8</i>	
Получение и измерение вакуума, определение универсальной газовой постоянной	64
Явления переноса в газах	72
<i>Лабораторная работа 9</i>	
Измерение коэффициента теплопроводности газов по скорости охлаждения нагретой нити	74

<i>Лабораторная работа 10</i>	
Измерение коэффициента диффузии газа	85
<i>Лабораторная работа 11</i>	
Вязкость и молекулярные характеристики воздуха	93
Критические явления и поверхностное натяжение	
на границе раздела фаз	103
<i>Лабораторная работа 12</i>	
Определение критической температуры	
и констант уравнения Ван-дер-Ваальса гексафторида серы (SF_6)	103
<i>Лабораторная работа 13</i>	
Измерение коэффициента поверхностного натяжения	115
Список рекомендуемой литературы	122

ОТ АВТОРОВ

Учебная лаборатория молекулярной физики общего физического практикума ИЕНиМ УрФУ существует с момента образования физического факультета Уральского госуниверситета как базовая учебная лаборатория кафедры общей физики. Долгое время лабораторией руководил профессор А. К. Кикоин (один из авторов известного учебника по молекулярной физике). С 1978 г. по настоящее время лабораторией заведует профессор, доктор технических наук В. М. Кисеев. В настоящее время в лаборатории проходят обучение студенты-физики ИЕНиМ УрФУ во втором семестре первого учебного года.

Имеющееся в лаборатории оборудование позволяет решать как общие задачи молекулярной физики – производить проверку основных закономерностей в данной области физики, так и специальные – исследовать теплофизические свойства веществ, способы передачи тепловой энергии с помощью «сверхпроводников» тепла – тепловых труб, методы измерения неэлектрических величин электрическими методами и т. д.

Основные цели практикума:

1) знакомство с методами исследования основных закономерностей в молекулярной физике и теплофизике;

2) изучение методик измерения теплофизических величин, характеристик фазовых переходов, явлений на границе раздела фаз, способов измерения температуры, давления, влажности и т. д. Предполагается овладение практическими навыками проведения исследований, методами обработки результатов измерений и их анализа;

3) приобретение навыков составления отчетов по проведенным экспериментальным исследованиям.

Требования, предъявляемые к отчетам

Отчет о проделанной лабораторной работе должен состоять из следующих разделов:

– цель работы;

- краткая теория (физический смысл исследуемой величины и физические принципы метода исследования, функциональная связь исследуемой величины с измеряемыми параметрами – основная расчетная формула и формулы для определения погрешности измерений, принципиальная схема экспериментальной установки);
- используемое оборудование и приборы (пределы измерений, погрешность и цена делений, класс точности приборов, режимы проведения экспериментов, краткая характеристика исследуемого объекта);
- результаты эксперимента и их обработка (таблицы экспериментально измеренных и рассчитанных величин, расчет средних значений измеряемых величин и их погрешности, построение графиков и определение промахов измерений с соответствующими пояснениями);
- анализ полученных результатов и выводы.

Требования техники безопасности

При выполнении работ в молекулярной лаборатории потенциальными источниками опасности для здоровья могут быть следующие факторы:

- а) электрический ток высокого (> 1000 В) и низкого (36–380 В) напряжения;
- б) повышенная температура исследуемого объекта (температура плавления олова, температура воды в термостатах);
- в) повышенное давление в ампулах при изучении критических явлений.

Перед началом работы в лаборатории необходимо ознакомить-ся с инструкцией по технике безопасности проведения работ.

Нумерация лабораторных работ в данном практикуме может отличаться от их фактической нумерации в учебной лаборатории. При подготовке к выполнению работы необходимо ориентировать-ся на ее название и номер на лабораторном столе.

Нумерация работ в учебном практикуме, в скобках – их нумерация на лабораторном столе: 1(1), 2(2), 3(10), 4(3), 5(12), 6(13), 7(4), 8(5), 9(6), 10(7), 11(9), 12(8), 13(11).

Материалы лабораторного практикума на разных этапах развития лаборатории готовились преподавателями кафедры общей и молекулярной физики УрГУ: А. К. Кикоиным, П. Е. Суетиным, В. М. Кисеевым, С. Ф. Борисовым, Г. П. Быстраем, А. С. Распопиным, С. Г. Скакуном, Ф. Д. Поликарповым и др.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

Лабораторная работа 1

Определение теплоты отвердевания (кристаллизации) вещества

Отвердевание жидкости – это фазовый переход вещества из некристаллического жидкого в кристаллическое твердое состояние. Иными словами, когда при охлаждении жидкости она превращается в твердое тело, то происходит образование кристаллической решетки. В кристалле частицы вещества – атомы или молекулы – располагаются так, чтобы их взаимная потенциальная энергия взаимодействия была минимальной.

Получающаяся при этом избыточная энергия *выделяется*, переходя в кинетическую энергию беспорядочных тепловых движений. Это должно было бы привести к повышению температуры. Но так как одновременно происходит отвод энергии в окружающую среду, то выделяющаяся при кристаллизации энергия компенсирует этот отвод и температура вещества во время кристаллизации остается постоянной.

И наоборот, когда к твердому телу подводится энергия в форме теплоты, оно нагревается и при определенной температуре плавится, превращаясь в жидкость. Плавление означает разрушение кристаллической решетки, в результате чего потенциальная энергия взаимодействия частиц возрастает. На это, а не на повышение температуры тела и тратится подводимая теплота. Поэтому во время плавления температура вещества остается постоянной.

Поглощаемую теплоту плавления и *выделяющуюся* теплоту отвердевания часто называют «скрытыми» теплотами плавления и отвердевания (кристаллизации) («скрытыми» – потому что они

не приводят к изменению температуры). У чистых однородных веществ температуры плавления и отвердевания совпадают. Равны друг другу и «скрытые» теплоты плавления и отвердевания. Выделение или поглощение «скрытых» теплот перехода – непременный признак так называемых *фазовых переходов первого рода*. Именно таким фазовым переходом первого рода и являются переходы жидкость–твердое тело и твердое тело–жидкость.

Цель работы – опытное определение теплоты фазового перехода жидкость–твердое тело. Исследуемое вещество – олово.

Основы метода измерения теплоты отвердевания кристаллического вещества

Метод определения теплоты перехода основан на том, что при отвердевании выделяющаяся теплота кристаллизации компенсирует отвод теплоты от охлаждаемого вещества к внешней среде, поэтому температура вещества во время кристаллизации остается постоянной.

Это означает, что теплота кристаллизации выделяется с такой же скоростью, с какой теплота отводится в окружающую среду. Непосредственно измерить скорость теплоотвода *во время* кристаллизации нельзя, так как температура при этом остается постоянной, но можно определить скорость теплоотвода до начала кристаллизации и после ее окончания. Скорость же теплоотвода во время кристаллизации можно принять равной среднему арифметическому между ними.

Пусть расплавленное вещество (олово) содержится в тигле, масса которого равна m_t , а удельная теплоемкость материала C_t . Пусть далее масса вещества в тигле равна M , а удельная теплоемкость жидкого вещества $C_{ж}$. Тогда, если за время $d\tau_{ж}$ температура тигля с жидким веществом изменится на $dt_{ж}$, скорость теплоотвода от тигля с *жидким* веществом будет равна

$$\frac{dQ_{ж}}{d\tau_{ж}} = (m_t C_t + MC_{ж}) \frac{dt_{ж}}{d\tau_{ж}}. \quad (1)$$

Скорость теплоотвода, после того как вещество отвердеет (кристаллизуется), равна

$$\frac{dQ_{\text{TB}}}{d\tau_{\text{TB}}} = (m_{\text{т}} C_{\text{т}} + MC_{\text{TB}}) \frac{dt_{\text{TB}}}{d\tau_{\text{TB}}}, \quad (2)$$

где C_{TB} – удельная теплоемкость твердого вещества; $dt_{\text{TB}}/d\tau_{\text{TB}}$ – скорость изменения температуры тигля с *твердым* веществом.

Скорость отвода тепла *во время* кристаллизации можно записать так:

$$\frac{dQ}{d\tau} = \frac{1}{2} \left[(m_{\text{т}} C_{\text{т}} + MC_{\text{ж}}) \frac{dt_{\text{ж}}}{d\tau_{\text{ж}}} + (m_{\text{т}} C_{\text{т}} + MC_{\text{TB}}) \frac{dt_{\text{TB}}}{d\tau_{\text{TB}}} \right]. \quad (3)$$

Учитывая приблизительно линейный характер зависимости $t(\tau)$, можно записать

$$\frac{\Delta Q}{\Delta \tau} = \frac{1}{2} \left[(m_{\text{т}} C_{\text{т}} + MC_{\text{ж}}) \frac{\Delta t_{\text{ж}}}{\Delta \tau_{\text{ж}}} + (m_{\text{т}} C_{\text{т}} + MC_{\text{TB}}) \frac{\Delta t_{\text{TB}}}{\Delta \tau_{\text{TB}}} \right]. \quad (4)$$

С другой стороны, для этой же скорости теплоотвода известно соотношение

$$\frac{\Delta Q}{\Delta \tau} = \frac{qM}{\tau}, \quad (5)$$

где q – удельная скрытая теплота отвердевания (кристаллизации); τ – время кристаллизации. Отсюда

$$q = \frac{\tau}{M} \frac{\Delta Q}{\Delta \tau}.$$

Далее, используя выражение (4), получим окончательную расчетную формулу для определения скрытой теплоты кристаллизации:

$$q = \frac{\tau}{2M} \left[(m_{\text{т}} C_{\text{т}} + MC_{\text{ж}}) \frac{\Delta t_{\text{ж}}}{\Delta \tau_{\text{ж}}} + (m_{\text{т}} C_{\text{т}} + MC_{\text{TB}}) \frac{\Delta t_{\text{TB}}}{\Delta \tau_{\text{TB}}} \right]. \quad (6)$$

Описание экспериментальной установки

Принципиальная схема экспериментальной установки для определения удельной скрытой теплоты отвердевания олова представлена на рис. 1.1.

Перед расплавлением термопара располагается непосредственно над поверхностью олова. Олово, помещенное в фарфоровом или алундовом тигле (рис. 1.2), сначала расплавляют в электрической печи и перегревают его несколько выше температуры плавления.

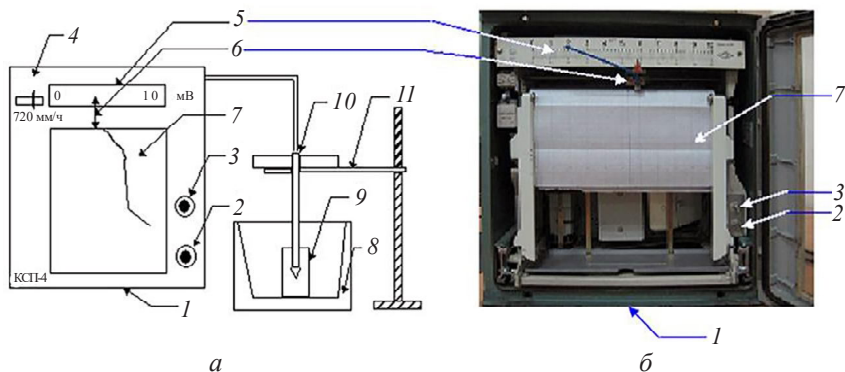


Рис. 1.1. Экспериментальная установка:

а – принципиальная схема установки;

1 – автоматический самопишущий потенциометр; *2* – тумблер включения прибора;
3 – тумблер включения перемещения диаграммы; *4* – переключатель скорости движения диаграммной бумаги; *5* – шкала потенциометра; *6* – перо самописца;
7 – диаграммная бумага; *8* – электрическая печь; *9* – тигель; *10* – термопара;
11 – устройство для поддержания тигля и термопары;

б – общий вид установки

За температурой олова следят по шкале самопишущего потенциометра. После расплавления и перегрева олова тигель с оловом с помощью устройства для поддержания тигля и термопары вынимают из печи, а термопару погружают в расплавленное олово. Далее включают тумблер перемещения диаграммы; перо самописца, приведенное в контакт с диаграммной бумагой, рисует кривую охлаждения олова, т. е. зависимость температуры олова от времени.

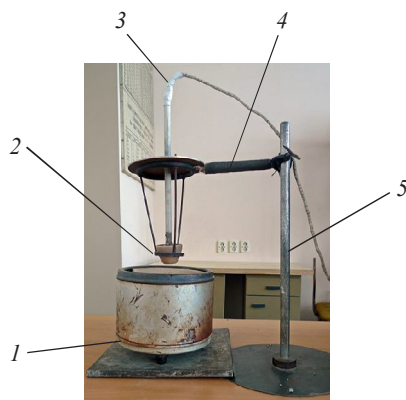


Рис. 1.2. Печка с тиглем:

1 – печь; 2 – тигель; 3 – термопара; 4 – держатель тигля; 5 – штатив

Кривая имеет вид как на рис. 1.3. Вертикальный участок графика относится к процессу кристаллизации ($t_{\text{кр}} = \text{const}$).

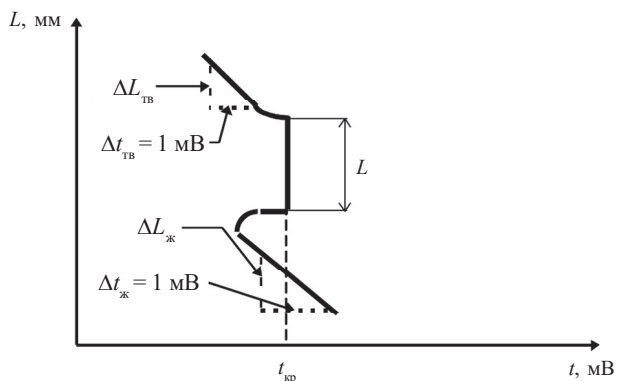


Рис. 1.3. Кривая охлаждения олова на диаграммной бумаге

Для подсчета скорости изменения температуры тигля с жидким и твердым оловом $\Delta t_{\text{ж}}/\Delta \tau_{\text{ж}}$ и $\Delta t_{\text{ТВ}}/\Delta \tau_{\text{ТВ}}$ нужно на нижнем и верхнем наклонных участках кривой охлаждения построить прямоугольные треугольники. Лучше всего это сделать так, чтобы горизонтальные катеты были равны: $\Delta t_{\text{ж}} = \Delta t_{\text{ТВ}} = 1 \text{ мВ}$. Тогда длина

соответствующих вертикальных катетов $\Delta L_{\text{ж}}$ и $\Delta L_{\text{тв}}$ определяется измерительным инструментом (линейкой, штангенциркулем). Для расчета характерных времен $\Delta \tau_{\text{тв}}$, τ , $\Delta \tau_{\text{ж}}$ необходимо длину соответствующего вертикального катета на диаграммной бумаге разделить на скорость ее перемещения v (обычно $v = 720 \text{ мм/ч} = 0,2 \text{ мм/с}$):

$$\Delta \tau_{\text{тв}} = \frac{\Delta L_{\text{тв}}}{v}, \Delta \tau_{\text{ж}} = \frac{\Delta L_{\text{ж}}}{v}, \tau = \frac{L}{v}. \quad (7)$$

Для подсчета разности температур $\Delta t_{\text{тв}}$ и $\Delta t_{\text{ж}}$ необходимо показание термопары в мВ перевести в градусы. Поскольку зависимость ЭДС термопары (E , мВ) от температуры (t , °С) линейная, то лучше всего это можно сделать следующим образом: значению $E = 0$, мВ соответствует комнатная температура $t_{\text{ком}}$, а значению ЭДС термопары при кристаллизации олова $E_{\text{кр}}$, мВ (вертикальный участок кривой на рис. 1.3) соответствует температура кристаллизации (плавления) олова $t_{\text{кр}} = 232 \text{ °С}$. Тогда 1 мВ шкалы потенциометра соответствует разность температур

$$1 \text{ мВ} = \frac{t_{\text{кр}} - t_{\text{ком}}}{E_{\text{кр}}}, \text{ °С}. \quad (8)$$

Теперь, зная $\Delta t_{\text{ж}}$, $\Delta t_{\text{тв}}$, $\Delta \tau_{\text{ж}}$, $\Delta \tau_{\text{тв}}$ и τ , можно подсчитать скорости теплоотвода, а следовательно, и удельную скрытую теплоту кристаллизации олова (уравнение (6)).

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой. Убедиться, что перо самописца пишет, в самописец вставлена диаграммная бумага и ее крепление в самописце не нарушено.

Внимание! Питание электропечи и автоматического самопишущего потенциометра осуществляется напряжением 220 В. Помните, что температура жидкого олова в тигле больше 232 °С, соблюдайте осторожность при работе!

Задание. В настоящей работе необходимо измерить удельную теплоту кристаллизации олова.

1. Включить печь, чтобы она начала прогреваться.
2. Тигель с содержащимся в нем твердым оловом взвесить на весах, чтобы определить массу олова M . Масса тигля m_T известна.
3. Поместить тигель с оловом в устройство для поддержания тигля. Путем осторожного перемещения в вертикальном направлении поместить термопару непосредственно над поверхностью твердого олова.
4. Поместить тигель с оловом в электрическую печь.
5. Включить потенциометр (тумблер 2 (рис. 1.1) потенциометра). Привести перо самописца в контакт с диаграммной бумагой (с помощью рычажка, находящегося на самописце).
6. После того как олово расплавится, погрузить термопару в жидкое олово и продолжать нагрев до тех пор, пока термоЭДС термопары не достигнет (9,5–9,8) мВ (не допускать зашкаливания пера самописца вправо за 10 мВ).
7. После этого вынуть тигель с оловом из печи, развернуть его на штативе (подальше от печи, так чтобы не было нагрева от печи) и включить тумблер 3 (рис. 1.1) перемещения диаграммы. Все эти операции следует проводить быстро, но осторожно.
8. Подождать, пока перо самописца нарисует кривую охлаждения твердого олова (верхний наклонный участок рис. 1.3). Выключить тумблеры 3 и 2 (рис. 1.1).
9. Аккуратно, чтобы не нарушить крепление диаграммной бумаги, отрезать бумагу с полученными данными.
10. После этого поместить тигель в печь, расплавить олово и вынуть термопару из олова так, чтобы она с ним не контактила. Посыпать поверхность жидкого олова щепоткой канифоли.
11. Пользуясь формулами (6), (1) и (2), рассчитать q . Погрешность результата для одноразового измерения рассчитать как систематическую. Для этого надо получить формулу для расчета систематической погрешности измерения по правилам вывода формулы для погрешности из расчетной формулы (6) (см. общие требования к лабораторным работам по обработке результатов измерений).
12. Сравнить полученный средний результат со справочными данными. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Почему фазовый переход первого рода сопровождается выделением или поглощением теплоты?
2. На чем основан метод определения теплоты перехода в лабораторной работе?
3. Одинаковы ли наклоны на графике охлаждения жидкого и твердого олова? Почему?
4. Что следует сделать, чтобы уменьшить относительные погрешности определения скоростей теплоотвода?

Лабораторная работа 2

Определение отношения удельных теплоемкостей воздуха по скорости звука

Теплоемкостью тела называется отношение бесконечно малого количества тепла, полученного телом, к соответствующему приращению его температуры. Если эта величина отнесена к единице массы вещества, то говорят об удельной теплоемкости.

Теплоемкость газа (и не только газа) существенно зависит от того, в каких условиях к исследуемому газу подводится теплота. Если теплота подводится к газу в условиях, когда его объем не может изменяться, то она расходуется только на его нагревание (т. е. на увеличение кинетической энергии частиц). Если же энергия в форме теплоты подводится к газу в условиях, когда он может расширяться, поддерживая свое давление постоянным, то теплота идет не только на нагрев газа, но и на работу, которую совершает газ при расширении. Следовательно, в этом случае для нагревания газа на 1°C требуется больше теплоты. Поэтому говорят о теплоемкости при постоянном объеме C_v (*изохорическая* теплоемкость) и о теплоемкости при постоянном давлении C_p (*изобарическая* теплоемкость). Ясно, что C_p всегда больше, чем C_v , так что отношение C_p/C_v больше единицы.

Отношение C_p/C_v играет важную роль в физике тепловых явлений, и не только тепловых. Это отношение, например, определяет скорость распространения звука в газе. Целью лабораторной работы и является определение отношения C_p/C_v по скорости звука.

Основы метода измерения отношения удельных теплоемкостей воздуха по скорости звука

Жидкости и газы обладают только объемной упругостью, но не упругостью формы. Поэтому в них могут распространяться лишь продольные возмущения, но не возмущения поперечные. Скорость распространения продольных возмущений (*звуковые волны продольные*) в упругой среде определяется плотностью среды ρ и ее упругими свойствами.

В твердом стержне, например, скорость продольной волны равна

$$v = \sqrt{E/\rho}, \quad (1)$$

где E – модуль упругости (модуль Юнга) материала стержня; ρ – плотность стержня.

В свою очередь, модуль Юнга определяется из формулы (закон Гука)

$$\sigma = -E dl/l. \quad (2)$$

Здесь σ – напряжение, т. е. сила, отнесенная к единице площади сечения стержня, а dl/l – относительное удлинение стержня, вызываемое приложенным напряжением.

При прохождении звуковой волны в газе роль относительного удлинения играет относительное изменение объема dV/V , а роль напряжения σ – изменение давления dP , которое возникает при прохождении волны. Именно из-за изменения давления и изменяется объем. Это позволяет нам найти ту величину, которая в случае газа играет роль модуля Юнга.

Сжатие и расширение газа в звуковой волне, т. е. колебания плотности и связанные с ними колебания температуры, происходят настолько быстро и теплопроводность газа настолько мала,

что для таких процессов теплообмен не играет никакой роли. Разность температур между сгущениями и разрежениями воздуха в звуковой волне не успевает выравняться, так что распространение звука в газе можно считать *адиабатическим процессом*. А при адиабатическом процессе объем газа и его давление связаны уравнением Пуассона

$$PV^\gamma = \text{const}, \quad (3)$$

где γ (показатель адиабаты) – отношение C_p/C_v .

Дифференцируя уравнение Пуассона, получим

$$\gamma PV^{\gamma-1}dV + V^\gamma dP = 0,$$

откуда

$$\gamma dV/V = -dP/P.$$

Получаем выражение для dP

$$dP = -\gamma P dV/V. \quad (4)$$

Если в выражении (4) величина dP играет ту же роль, что и напряжение σ в (2), а относительное изменение объема газа – роль относительного удлинения, то, сравнивая (4) и (2), находим, что роль модуля Юнга *в случае газов* играет величина

$$E = \gamma P. \quad (5)$$

Поэтому, по аналогии с формулой (1), скорость звука в газе выражается следующим образом:

$$v = \sqrt{\gamma P / \rho}. \quad (6)$$

Это и есть формула Лапласа для скорости звука в газе.

Пользуясь уравнением состояния идеального газа, можно формулу Лапласа переписать в виде

$$v = \sqrt{\gamma RT / \mu}, \quad (7)$$

где μ – молярная масса воздуха ($\mu = 29$ г/моль).

Таким образом, если измерить скорость звука в газе, то можно вычислить и значение γ :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{\mu v^2}{RT}. \quad (8)$$

Для измерения скорости звука используется осциллограф, на *горизонтально* отклоняющие пластины которого подается переменное напряжение известной частоты от звукового генератора. То же напряжение от того же генератора подается на излучатель, в котором оно преобразуется в звук той же частоты. Звук этот, попадая на приемник, снова преобразуется в переменное напряжение все той же частоты. Однако из-за того, что звуку требуется некоторое время, чтобы пройти от излучателя к приемнику (микрофону), переменное напряжение, подаваемое от микрофона на *вертикально* отклоняющие пластины осциллографа, отстает по фазе на некоторый угол φ относительно напряжения, подаваемого непосредственно от генератора на горизонтально отклоняющие пластины.

Таким образом, на экране осциллографа имеет место сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний одинаковой частоты с разностью фаз φ . Известно, что при сложении двух взаимно перпендикулярных гармонических колебаний одинаковой частоты в общем случае образуется эллипс (рис. 2.1, *a*).

Колебания вдоль горизонтальной оси (оси x) описываются уравнением вида

$$x = A \sin \omega t, \quad (9)$$

где A – амплитуда колебаний; ω – циклическая частота; t – время.

Колебания же вдоль вертикальной оси (оси y) описываются уравнением вида

$$y = B \sin(\omega t + \varphi), \quad (10)$$

где B – амплитуда колебаний вдоль оси y .

Эти два уравнения можно представить в виде

$$\begin{cases} x/A = \sin \omega t, \\ y/B = \sin \omega t \cos \varphi + \cos \omega t \sin \varphi. \end{cases} \quad (11)$$

Чтобы получить уравнение траектории, нужно исключить из этих уравнений время. Для этого сначала преобразуем уравнения (11) к виду

$$\begin{cases} x/A = \sin \omega t, \\ \left(\frac{y}{B} - \frac{x}{A} \cos \varphi \right) \frac{1}{\sin \varphi} = \cos \omega t, \end{cases} \quad (12)$$

затем возведем оба уравнения в квадрат и сложим их, получим

$$\left(\frac{x}{A} \right)^2 - \frac{2xy}{AB} \cos \varphi + \left(\frac{y}{B} \right)^2 = \sin^2 \varphi. \quad (13)$$

Уравнение (13) и есть уравнение траектории. Оно представляет собой эллипс, главные оси которого не совпадают с осями координат (на рис. 2.1, а главные оси совпадают с осями координат), за исключением случая, когда $\varphi = \pi/2$.

При $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi$ (или, в общем случае, $\varphi = 2\pi n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$) уравнение (13) примет вид

$$x/A - y/B = 0. \quad (14)$$

Это уравнение прямой, проходящей через 1-й и 3-й квадранты (рис. 2.1, б). Если $\varphi = \pi, 3\pi, 5\pi$ (или, в общем случае, $\varphi = (2n + 1)\pi$, где $n = 0, 1, 2, \dots$), то уравнение траектории имеет вид

$$x/A + y/B = 0. \quad (15)$$

Это уравнение прямой, проходящей через 2-й и 4-й квадранты (рис. 2.1, в). Нас будут интересовать случаи, изображенные на рис. 2.1, б, в.

Так как разность фаз φ возникает из-за того, что звук проходит определенный путь от излучателя к приемнику, то, изменяя это расстояние, можно изменять и разность фаз и соответственно получить любой вид траектории электронного луча на экране осциллографа. Покажем это.

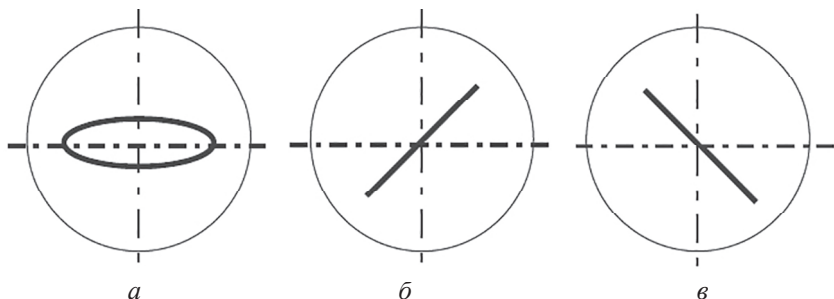


Рис. 2.1. Изображения сигнала на экране осциллографа:
 а – эллипс; б – прямая в 1-м и 3-м квадрантах;
 в – прямая во 2-м и 4-м квадрантах

Пусть в той точке пространства, где расположен излучатель, давление воздуха изменяется по закону

$$P_{\text{изл}} = P_{\text{атм}} + P_0 \sin \omega t, \quad (16)$$

где P_0 – амплитуда звуковой волны; $P_{\text{атм}}$ – атмосферное давление. Звук, который мы слышим и что, собственно, и называется звуком, описывается вторым слагаемым в этой формуле.

В точке пространства, где расположен приемник, зависимость давления от времени будет иметь несколько иной вид. Действительно, для того чтобы какое-то определенное состояние (например, сжатие), которое было в момент времени t в точке расположения излучателя, достигло точки, в которой находится приемник, необходимо какое-то время Δt . Это время будет зависеть от расстояния L между излучателем и приемником и скорости, с которой распространяются в воздухе сжатия и разрежения, т. е. скорости звука.

Рассуждая таким образом, мы приходем к выводу, что давление в месте расположения приемника будет иметь вид

$$P_{\text{прием}} = P_{\text{атм}} + P_0 \sin(\omega t - \omega \Delta t). \quad (17)$$

Время распространения звука от излучателя к приемнику равно

$$\Delta t = L/v. \quad (18)$$

Отсюда

$$P_{\text{прием}} = P_{\text{атм}} + P_0 \sin(\omega t - \omega L/v).$$

Далее, поскольку скорость и длина волны связаны соотношением

$$v = \lambda/T = \lambda f, \quad (19)$$

где λ – длина волны; T – период; f – частота, то, используя соотношение $\omega = 2\pi/T$, получим

$$P_{\text{прием}} = P_{\text{атм}} + P_0 \sin(\omega t - 2\pi L/\lambda). \quad (20)$$

Заметим еще раз, что приемник преобразует изменение давления в напряжение U_y :

$$U_y \sim P_0 \sin(\omega t - 2\pi L/\lambda), \quad (21)$$

которое и подается на вертикально отклоняющие пластины осциллографа. Из этой формулы видно, что, изменяя расстояние L между излучателем и приемником, можно сделать любым сдвиг фаз между синусоидальными напряжениями, подаваемыми на горизонтально отклоняющие и вертикально отклоняющие пластины осциллографа. Пусть при $L = L_1$, где $L_1 = n\lambda$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$), траектория электронного луча на осциллографе имеет вид, описываемый формулой (14) и изображенный на рис. 2.1, б. Если теперь увеличить (или уменьшить) расстояние L на величину $\lambda/2$ (т. е. $L_2 = L_1 \pm \lambda/2 = (2n \pm 1)\lambda/2$), то на экране будет наблюдаться траектория вида (15) (рис. 2.1, в).

Очевидно, что, измерив экспериментально наименьшее расстояние между положениями, в которых траектории электронного луча имеют вид как на рис. 2.1, б, в, можно получить длину волны $\lambda/2 = L_2 - L_1$, или

$$\lambda = 2(L_2 - L_1). \quad (22)$$

Тогда скорость звука, согласно формуле (20), будет равна

$$v = \lambda f = 2(L_2 - L_1)f. \quad (23)$$

Описание экспериментальной установки

Принципиальная схема экспериментальной установки для определения скорости звука изображена на рис. 2.2.

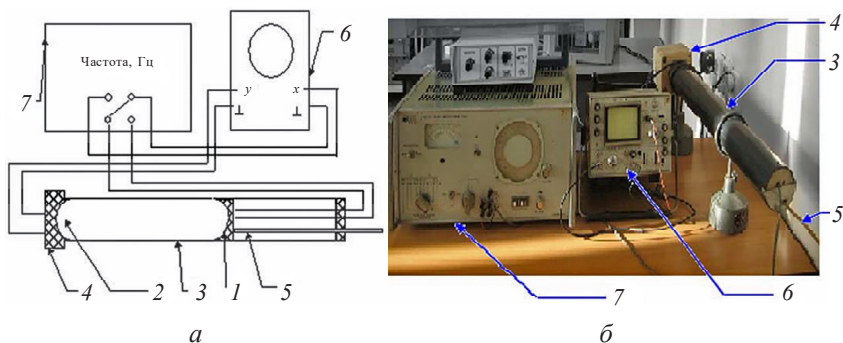


Рис. 2.2. Экспериментальная установка:

а – принципиальная схема установки:

1 – излучатель; 2 – приемник с предусилителем; 3 – звукоизолирующая труба; 4 – пенопласт; 5 – латунная штанга; 6 – осциллограф; 7 – генератор звуковой частоты;

б – общий вид установки

Основными частями экспериментальной установки являются излучатель и приемник, размещенные в звукоизолирующей трубе (труба необходима для уменьшения влияния посторонних звуков). Приемник закреплен неподвижно на конце трубы в звукоизолирующей оболочке из пенопласта (пенопласт также защищает от посторонних звуков). Излучатель прикреплен к латунной штанге, с помощью которой его можно перемещать относительно приемника.

Напряжение звуковой частоты от генератора подается на излучатель и горизонтально отклоняющие пластины осциллографа. На вертикально отклоняющие пластины подается напряжение с приемника, усиленное предусилителем, расположенным внутри пенопластовой оболочки приемника.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к измерениям. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой.

Внимание! Питание звукового генератора и осциллографа осуществляется напряжением 220 В. Соблюдайте осторожность при работе. Категорически запрещается одновременное прикосновение к корпусу приборов и зануляющему контуру.

Задание. В настоящей работе необходимо измерить скорость звука в воздухе и определить отношение удельных теплоемкостей воздуха.

1. Включить осциллограф и звуковой генератор. Дать им прогреться в течение 10 мин.

2. Установить на звуковом генераторе частоту 1500 Гц и получить на экране эллипс. Если эллипс не получается, проконсультироваться у преподавателя.

3. Двигая латунную штангу с укрепленным на ней излучателем, получить прямую линию на экране осциллографа.

4. Измерить линейкой расстояние от штриха на конце латунной штанги до торца трубы (L_1).

5. Двигая далее штангу, получить прямую, соответствующую изменению фазы на π . Измерить соответствующее расстояние от конца латунной штанги до торца трубы (L_2). Разность L_1 и L_2 равна половине длины волны.

6. Экспериментальный материал представить в виде таблицы.

Экспериментальные данные

Частота f , Гц	Расстояние, м		Длина волны $\lambda = 2(L_2 - L_1)$, м	Скорость звука, v , м/с
	L_1	L_2		
1500				
1000				
1100				
1200				
—				
2000				

7. Пользуясь формулой (23), рассчитать скорость звука в воздухе.

8. Построить график зависимости скорости звука от частоты. Сделать вывод о зависимости скорости звука от частоты.

9. Рассчитать среднее значение скорости звука и его средне-квадратичную ошибку:

$$\bar{v} = \sum_{i=1}^n v_i / n, \quad (24)$$

$$S_v = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (v_i - \bar{v})^2}{n(n-1)}}, \quad (25)$$

где n – число измерений.

10. Для измерения, сделанного при частоте 1500 Гц, рассчитать относительную систематическую погрешность измерения по формуле

$$\frac{\Delta_c v}{v} = \sqrt{\frac{\Delta_c L_1^2 + \Delta_c L_2^2}{(L_2 - L_1)^2} + \left(\frac{\Delta_c f}{f}\right)^2}. \quad (26)$$

11. Сравнить систематическую и случайную погрешности ($\Delta = S_v t$, где t – коэффициент Стьюдента). Ошибка среднего значения скорости звука будет полностью определяться наибольшей ошибкой, если они различаются более чем в 3 раза.

12. Используя полученную среднюю скорость звука, вычислить γ по формуле (8), а также относительную систематическую погрешность для γ по формуле

$$\frac{\Delta_c \gamma}{\gamma} = \sqrt{4 \left(\frac{\Delta_c v}{\bar{v}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c T}{T}\right)^2}. \quad (27)$$

13. Сравнить полученный для γ результат с табличным и теоретическим, рассчитанным для двухатомного идеального газа по формуле

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}, \quad (28)$$

где i – число степеней свободы молекул газа. Сделать выводы.

14. По окончании работы выключить генератор и осциллограф.

Контрольные вопросы

1. Из чего следует связь между скоростью звука и отношением теплоемкостей C_p/C_v ?
2. Каков механизм распространения звука в газовой среде?
3. В чем состоит метод измерения скорости звука, используемый в данной работе?
4. Насколько изменится сдвиг фаз при изменении расстояния между излучателем и приемником на $3/4\lambda$?

Лабораторная работа 3

Определение отношения удельных теплоемкостей воздуха методом Клемана – Дезорна

Теплоемкостью какого-либо тела называется величина, равная количеству тепла, которое нужно сообщить телу, чтобы повысить его температуру на один градус.

Теплоемкость единицы массы вещества называется удельной теплоемкостью. Размерность удельной теплоемкости Дж/(кг · К). Величина теплоемкости зависит от условий, при которых происходит нагревание тела. Наиболее интересны случаи, когда нагревание происходит при постоянном объеме или при постоянном давлении. В первом случае теплоемкость называется изохорической (C_v), во втором – изобарической (C_p); C_p всегда больше, чем C_v , так что их отношение $C_p/C_v = \gamma > 1$.

Отношение C_p/C_v играет важную роль в молекулярной физике. Зная C_p/C_v , можно описать адиабатический процесс в газах (т. е. процесс, происходящий в условиях, когда к газу не подводится и от него не отводится теплота). Это отношение определяет скорость распространения звука в газе. Отношение $\gamma = C_p/C_v$ важно еще по одной причине. Дело в том, что экспериментальное определение C_v связано с большими трудностями, так как при постоянном объеме масса газа в сосуде очень мала по сравнению с массой сосуда.

При этом подводимое тепло тратится не столько на нагревание газа, сколько на нагревание сосуда. Поэтому экспериментально измеряют только C_p , а для вычисления C_v необходимо еще знать и C_p/C_v .

Целью настоящей работы и является экспериментальное определение отношения C_p/C_v классическим методом Клемана – Дезорма.

Основы метода измерения отношения удельных теплоемкостей воздуха

Н. Клеман и Ш.-Б. Дезорм в 1819 г. предложили следующий метод измерения отношения теплоемкостей $\gamma = C_p/C_v$ для газов.

Способ 1 (рис. 3.1). Стекланный баллон вместимостью в несколько литров наполняется исследуемым газом (в настоящей работе – воздухом). Сосуд с воздухом соединен трубкой с манометром, измеряющим разность давлений в сосуде и в атмосфере. Посредством крана сосуд может быть соединен с насосом (роль насоса выполняет резиновая груша), с атмосферой; третье положение крана обеспечивает закрытие сосуда с воздухом.

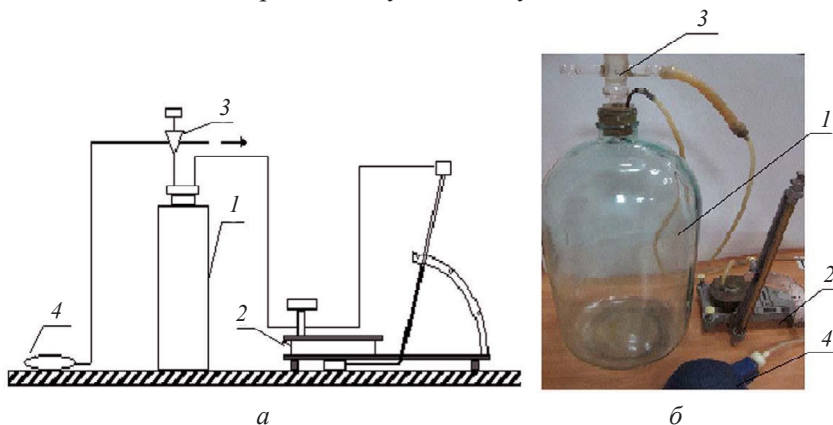


Рис. 3.1. Экспериментальная установка (способ 1) Клемана и Дезорма:

а – принципиальная схема установки;

1 – сосуд с воздухом; *2* – жидкостный манометр; *3* – кран трехходовой;

4 – насос (резиновая груша);

б – общий вид установки

Пусть перед началом опыта сосуд с воздухом соединен с атмосферой так, что давление воздуха в нем равно атмосферному давлению P_0 , а температура газа комнатная T_0 . Если с помощью насоса быстро накачать воздух в сосуд и сразу же перекрыть кран, то давление в сосуде повысится. Но при быстром накачивании процесс сжатия воздуха в сосуде может считаться адиабатным и газ поэтому нагреется. Повышение давления, которое показывает манометр, вызвано и сжатием, и нагреванием. Но так как сосуд не изолирован от окружающей среды, то при закрытом кране начнется выравнивание температуры воздуха в сосуде с температурой окружающей среды и через несколько минут температура воздуха в сосуде станет равной комнатной. Охлаждение газа будет сопровождаться уменьшением давления, и это будет видно по понижению уровня жидкости в манометре. Выравнивание температуры приведет к прекращению уменьшения уровня, и в конце концов установится определенный уровень, который мы обозначим h_1 . Таким образом, газ перешел в состояние с температурой T_0 и давлением $P_0 + h_1$.

Теперь быстро (напомним, что быстрота обеспечивает адиабатность процесса) повернем кран в положение, при котором сосуд соединяется с атмосферой. Давление газа станет равным атмосферному P_0 , но при этом газ (воздух) охладится до некоторой температуры T_1 . Переход от состояния с давлением $P_0 + h_1$ и температурой T_0 к состоянию с давлением P_0 и температурой T_1 есть процесс адиабатный, и к нему может быть применено уравнение адиабаты

$$\frac{(P_0 + h_1)^{\gamma-1}}{T_0^\gamma} = \frac{P_0^{\gamma-1}}{T_1^\gamma}. \quad (1)$$

Если сразу же после расширения газа кран закрыть, то охлажденный при расширении воздух в сосуде станет при постоянном объеме нагреваться и через некоторое время его температура станет комнатной T_0 . Давление газа при этом повысится, что и покажет манометр, на котором установится некоторый новый уровень h_2 . Давление газа в сосуде станет, следовательно, $P_0 + h_2$. Этот новый

переход от состояния с давлением P_0 и температурой T_1 к состоянию с давлением $P_0 + h_2$ и температурой T_0 не адиабатный, а обычный переход при постоянном объеме. Он описывается уравнением

$$\frac{P_0}{T_1} = \frac{P_0 + h_2}{T_0}. \quad (2)$$

Далее представим уравнение (1) в виде

$$\left(\frac{P_0 + h_1}{P_0} \right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{\gamma}, \quad (3)$$

или

$$\left(1 + \frac{h_1}{P_0} \right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{\gamma}. \quad (4)$$

Из уравнения (2) получим

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{P_0 + h_2}{P_0} = 1 + \frac{h_2}{P_0}. \quad (5)$$

Подставим это значение в (4), получим

$$\left(1 + \frac{h_1}{P_0} \right)^{\gamma-1} = \left(1 + \frac{h_2}{P_0} \right)^{\gamma}. \quad (6)$$

Так как h_1/P_0 и h_2/P_0 величины малые (h_1 и h_2 – это несколько сантиметров водного столба, а P_0 – атмосферное давление, равное 10 м водного столба), то обе части уравнения (6) можно разложить в ряд по формуле бинома Ньютона и ограничиться членами первого порядка малости. Тогда получим

$$1 + (\gamma - 1) \frac{h_1}{P_0} = 1 + \gamma \frac{h_2}{P_0}, \quad (7)$$

или

$$(\gamma - 1) \frac{h_1}{P_0} = \gamma \frac{h_2}{P_0}.$$

Отсюда

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (8)$$

Это и есть расчетная формула для определения величины C_p/C_v в опыте Клемана – Дезорма.

Способ 2 (рис. 3.2). Здесь роль ручного насоса (резиновой груши) выполняет микрокомпрессор, а роль крана – пневмотумблер.

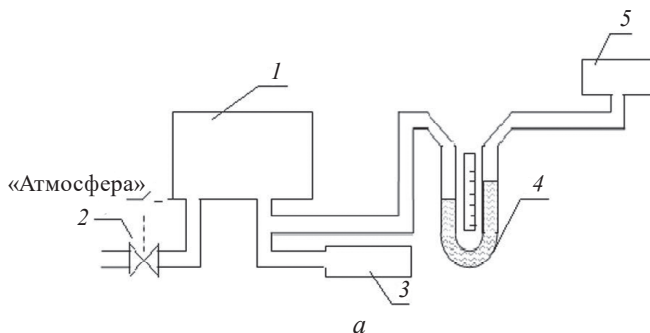


Рис. 3.2. Усовершенствованная экспериментальная установка (способ 2):

a – принципиальная схема установки;

1 – емкость; *2* – пневмотумблер; *3* – микрокомпрессор; *4* – U-образный манометр;

5 – заправка манометра;

б – общий вид установки

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой.

Внимание! При накачивании воздуха в сосуд следите за показаниями манометра. Не повышайте давление в сосуде на величину более $2/3$ шкалы жидкостного манометра, иначе не исключена возможность утечки жидкости из манометра.

Задание.

1. Сначала нужно открыть кран на атмосферу, чтобы убедиться, что воздух в сосуде находится под атмосферным давлением.

2. Закрыть кран так, чтобы сосуд был соединен с резиновой грушей (насосом).

3. Быстро накачать воздух насосом так, чтобы на манометре уровень жидкости поднялся не более чем на $2/3$ шкалы, и закрыть кран.

4. Подождать, чтобы нагретый при сжатии воздух в сосуде охладился до комнатной температуры. Этому будет соответствовать установившийся уровень жидкости в манометре h_1 . Записать это показание.

5. Быстро открыть кран на атмосферу (дождавшись при этом, чтобы уровни жидкостей в U-образном манометре выровнялись) и тотчас закрыть.

6. Газ начнет нагреваться до установления нового уровня в манометре h_2 . Записать это показание. Пользуясь формулой (8), рассчитать значение γ .

7. Измерения проделать 10 раз. Данные занести в таблицу.

Экспериментальные данные

h_1 , дел.	h_2 , дел.	$h_1 - h_2$, дел.	γ

8. Рассчитать среднее значение $\bar{\gamma}$ и его среднеквадратичную ошибку (можно использовать стандартную программу, имеющуюся на компьютере в лаборатории):

$$\bar{\gamma} = \frac{\sum_{i=1}^n \gamma_i}{n}, \quad (9)$$

$$S_{\bar{\gamma}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\gamma_i - \bar{\gamma})^2}{n(n-1)}}, \quad (10)$$

где n – число измерений.

9. Для одного из измерений (в середине таблицы) рассчитать относительную систематическую ошибку измерения:

$$\frac{\Delta_c \gamma}{\bar{\gamma}} = \sqrt{\left[\frac{h_2 \Delta h_1}{h_1 (h_1 - h_2)} \right]^2 + \left(\frac{\Delta h_2}{h_1 - h_2} \right)^2}. \quad (11)$$

Сравнить со случайной ошибкой, найти полную ошибку измерений и сделать вывод.

10. Сравнить полученный для $\bar{\gamma}$ результат с табличным и теоретическим, рассчитанным для двухатомного идеального газа по формуле

$$\gamma = \frac{i + 2}{i}, \quad (12)$$

где i – число степеней свободы молекулы газа.

11. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Чем отличаются друг от друга теплоемкости идеального газа при постоянном объеме и давлении?
2. Почему важно знать отношение C_p/C_v для газов?
3. В чем состоит идея опыта Клемана – Дезорма?
4. Влияет ли на результат тот факт, что в работе не учитывается присутствие в воздухе влаги (паров воды)?
5. Почему при сжатии и расширении воздуха изменяется его температура?

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ЖИДКОСТЯХ

Лабораторная работа 4

Измерение и сравнение коэффициентов теплопроводности металлов и тепловой трубы

Согласно термодинамике изолированная (или замкнутая) система с течением времени приходит в термодинамическое равновесие. Например, при неоднородном распределении температуры в такой системе начнутся процессы передачи энергии от более нагретых частей системы к менее нагретым, т. е. возникнут потоки вещества и теплоты, выравнивающие температуру во всех частях системы.

Если система не является изолированной, т. е. может обмениваться веществом и энергией с окружающими телами (такие системы еще называют открытыми), то в ней также возникают потоки, стремящиеся выровнять температуру. Но из-за обмена энергией (и веществом) с другими телами эта система не придет в термодинамическое равновесие. С течением времени в ней установятся стационарные (не меняющиеся со временем) потоки вещества и теплоты, а также стационарные распределения температуры и других макроскопических параметров (давления, плотности и т. д.).

Таким образом, при наличии температурных неоднородностей всегда возникают потоки тепла, т. е. происходит теплопередача. Можно выделить три вида теплопередачи: *излучение*, когда нагретое тело является источником электромагнитных волн; *конвекция*, когда энергия переносится макроскопическими потоками вещества; *теплопроводность*, когда перенос тепла происходит за счет хаотических движений отдельных частиц вещества: в более нагретых частях тела средняя кинетическая энергия частиц больше, чем в менее нагретых, и при взаимодействии частицы обмениваются энергией.

В металлах основным является электронный механизм теплопроводности – передача энергии при взаимодействии *свободных электронов*, которые можно уподобить идеальному одноатомному газу. В кристаллических твердых телах, где тепловые движения частиц имеют характер малых колебаний, теплопроводность обусловлена передачей энергии этих колебаний. В квантовой теории колебаниям сопоставляются особые фиктивные частицы (квазичастицы) – фононы. В металлах, наряду с основным электронным, действует также фононный механизм теплопроводности, хотя при обычных и высоких температурах доля его невелика.

Знание теплопроводности необходимо для расчета различных физических и технических приборов и установок. Для физической науки явление теплопроводности металлов особенно важно потому, что в нем одновременно участвуют и ионная, и электронная системы (ионная система образует кристаллическую решетку) твердого тела.

В последнее время возникла необходимость в создании мощных и эффективных теплопередающих устройств для аэрокосмической техники, радиоэлектронной аппаратуры, ядерных энергетических установок и т. д. Такие устройства были предложены в патенте Гровера в 1963 г. в Лос-Аламосской лаборатории (штат Нью-Мексико, США) и получили название «тепловые трубы».

Тепловая труба – устройство, служащее для передачи теплоты. Тепловые трубы обладают высокой эффективной теплопроводностью, т. е. они способны передавать тепловые потоки высокой плотности при незначительных перепадах температуры между источником и стоком тепла. Перенос теплоты осуществляется в результате процессов испарения и конденсации теплоносителя, т. е. в результате конвекции теплоносителя в паровой и жидкой фазе во внутренней полости тепловой трубы.

Тепловая труба имеет герметичный корпус (рис. 4.1), внутренняя поверхность которого покрыта капиллярной структурой – фитилем. Фитиль пропитан жидким теплоносителем, все остальное внутреннее пространство заполнено паром.

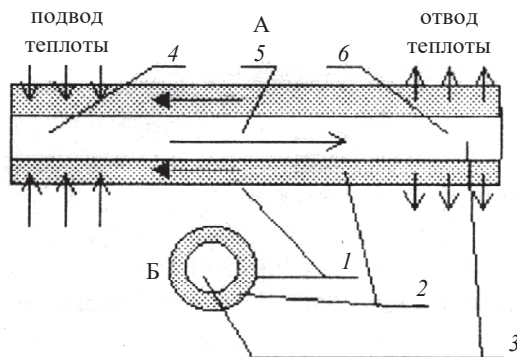


Рис. 4.1. Тепловая труба:

А – продольное сечение; Б – поперечное сечение; 1 – герметичный корпус трубы; 2 – капиллярная структура; 3 – паровое пространство; 4 – испарительный участок; 5 – адиабатный участок; 6 – участок конденсации

Пусть один конец тепловой трубы расположен в более горячей зоне (подвод теплоты), а другой – в более холодной (отвод теплоты). Подвод и отвод теплоты находятся на некотором расстоянии друг от друга, и между ними расположен адиабатный участок (т. е. теплоизолированный, без теплообмена с внешней средой). В зоне подвода теплоты тепло передается через стенку корпуса и капиллярную структуру (фитиль), с поверхности которой испаряется жидкий теплоноситель, забирая скрытую теплоту фазового превращения жидкость–пар (*теплота фазовых превращений очень велика, например, при превращении 1 кг воды в пар поглощается около 2 млн джоулей*). Образующийся пар проходит адиабатный участок и конденсируется в зоне отвода тепла на поверхности фитиля. Выделяющаяся при конденсации теплота фазового превращения пар–жидкость отводится через слой фитиля и стенку корпуса. Из зоны конденсации в зону испарения жидкость возвращается по фитилю.

Таким образом, внутри тепловой трубы осуществляется замкнутая циркуляция (конвекция) теплоносителя с фазовыми превращениями жидкость–пар в зоне подвода тепла и пар–жидкость в зоне отвода тепла. Пар движется по паровому каналу в направлении к зоне с меньшей температурой (зоне конденсации), а жид-

кость по фитилю – в обратном направлении за счет капиллярных сил, т. е. *поддерживается циркуляция действием капиллярных сил*. Рассмотрим механизм, обеспечивающий циркуляцию теплоносителя.

Известно, что под действием разности давлений в жидкой $P_{\text{ж}}$ и паровой $P_{\text{п}}$ фазах поверхность раздела фаз искривляется и возникает явление поверхностного натяжения. Радиус искривленной поверхности, мениска, описывается уравнением Лапласа

$$\Delta P_{\sigma} = P_{\text{п}} - P_{\text{ж}} = 2\sigma(1/r_{\text{и}} - 1/r_{\text{к}}),$$

где $r_{\text{и}}$ и $r_{\text{к}}$ – радиусы кривизны менисков в зонах испарения и конденсации; σ – коэффициент поверхностного натяжения. В зоне испарения мениск имеет вогнутую форму, в зоне конденсации кривизна мениска незначительна и ею можно пренебречь.

Для устойчивой циркуляции теплоносителя движущий напор, создаваемый капиллярным давлением, должен превосходить перепад давления по длине контура циркуляции:

$$\Delta P_{\sigma} \geq \Delta P_{\text{п}} + \Delta P_{\text{ж}},$$

здесь $\Delta P_{\text{п}}$ и $\Delta P_{\text{ж}}$ – перепады давления в паровой и жидкой фазе между поверхностями испарения и конденсации. Равенство в этой формуле будет означать, что радиус испаряющего мениска становится равен эффективному (среднему) размеру пор фитиля и тепловая труба при этом передает максимальный тепловой поток.

Таким образом, в тепловой трубе реализованы два наиболее важных физических явления, широко используемых в природе, – капиллярные явления и фазовые превращения.

Основы метода измерения коэффициента теплопроводности

Количественно явление теплопроводности описывается законом Фурье. Если температура меняется от точки к точке, то говорят, что имеется градиент температуры (он равен изменению температуры на единицу длины и указывает направление, в котором

наиболее сильно возрастает температура). Количество энергии (тепла), передаваемое за единицу времени через поверхность, перпендикулярную градиенту температуры, называется тепловым потоком Q (Вт). Отнесение этого потока к единице выбранной поверхности называют плотностью теплового потока q (Вт/м²).

Математический закон теплопроводности, закон Фурье, выражается формулой

$$\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T. \quad (1)$$

Знак минус в уравнении (1) означает, что теплота переносится в сторону убывания температуры. Если градиент температуры направлен только вдоль оси x , то закон Фурье может быть представлен в виде

$$q_x = -\lambda \frac{dT}{dx}. \quad (2)$$

Если градиент температуры одинаков во всех точках тела, а поток тепла стационарный (не изменяющийся со временем), то формулу (2) можно переписать в виде

$$Q = \lambda \frac{\Delta T_1}{l} S, \quad (3)$$

где ΔT_1 – разность температур между двумя сечениями тела S , расстояние между которыми l .

Коэффициент теплопроводности λ численно равен плотности теплового потока при единичном градиенте температуры.

Измерить теплопроводность вещества – значит измерить его коэффициент теплопроводности. Из уравнения (3) следует, что коэффициент теплопроводности вычисляется по формуле

$$\lambda = \frac{Ql}{S\Delta T_1}. \quad (4)$$

Таким образом, для определения коэффициента теплопроводности нужно измерить количество теплоты, передаваемое через сечение тела в единицу времени (тепловой поток) Q , площадь этого сечения S , разность температур ΔT_1 и расстояние l между двумя выбранными сечениями.

Так как в металлах носителями тепловой и электрической энергии являются электроны, то коэффициенты теплопроводности и электропроводности пропорциональны друг другу. При повышении температуры вследствие усиления тепловых неоднородностей рассеяние электронов увеличивается. Это влечет за собой уменьшение коэффициентов тепло- и электропроводности чистых металлов с ростом температуры.

При наличии разного рода примесей коэффициент теплопроводности металлов резко убывает. Это можно объяснить увеличением структурных неоднородностей, которые приводят к рассеянию электронов. Так, например, для чистой меди $\lambda = 396 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, а для меди со следами мышьяка $\lambda = 142 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$.

В отличие от чистых металлов коэффициенты теплопроводности сплавов при повышении температуры увеличиваются.

Описание экспериментальной установки

Принципиальная схема установки для определения коэффициента теплопроводности металлов (твердых тел) представлена на рис. 4.2.

В боксе помещены два исследуемых образца – медный стержень и тепловая труба. На одном конце каждого из образцов помещен электрический нагреватель, мощность которого задается блоком питания и контролируется по ваттметру. Переключатель нагревателей НАГРЕВ (расположен на стенке бокса) имеет три положения: «медный стержень», «тепловая труба» и «выключено».

Охлаждение образцов осуществляется циркулирующей по линии охлаждения водой. Постоянство расхода воды (а значит, и отводимого от образца теплового потока) может быть достигнуто с помощью регулятора термостата и зажима на линии охлаждения.

Массовый расход воды \dot{m} измеряется расходомером с ценой деления 0,5 г/с. Если разность температур холодной (на выходе из термостата) и нагретой образцом воды ΔT_2 известна (измеряется дифференциальной термопарой), то тепловой поток Q может быть рассчитан по формуле

$$Q = \dot{m}c\Delta T_2, \quad (5)$$

где $c = 4.2 \text{ Дж/(г} \cdot \text{К)}$ – удельная теплоемкость воды.

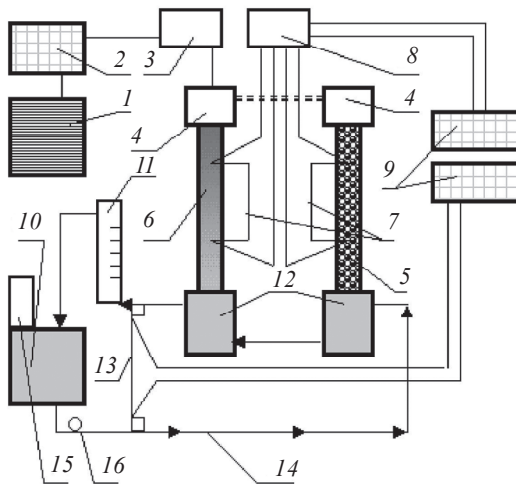


Рис. 4.2. Схема экспериментальной установки:

- 1 – блок питания; 2 – ваттметр; 3 – переключатель нагревателей;
 4 – подвод теплоты; 5 – тепловая труба; 6 – медный стержень;
 7 – дифференциальные термопары на образцах; 8 – переключатель термопар;
 9 – милливольтметры; 10 – термостат; 11 – расходомер; 12 – отвод теплоты;
 13 – дифференциальная термопара; 14 – магистраль охлаждения;
 15 – регулятор термостата; 16 – зажим

Поскольку площадь S сечения цилиндрического образца равна $S = \pi d^2/4$, где d – диаметр цилиндра, то формулу (4) с учетом (5) можно представить в виде

$$\lambda = 4 \frac{\dot{m} c \Delta T_2 l}{\pi d^2 \Delta T_1}. \quad (6)$$

Разность температур ΔT_1 (вдоль образцов) измеряется дифференциальными термопарами. Переключатель термопар «дифференциальная термопара» имеет два положения – «медный стержень» и «тепловая труба». Расстояния между спаями термопар l одинаковы для обоих образцов ($l = 15 \cdot 10^{-2}$ м). Одинаковы и диаметры образцов ($d = 1,6 \cdot 10^{-2}$ м).

Милливольтметры измеряют термоЭДС дифференциальных термопар E (мВ). Поскольку связь между разностью температур и термоЭДС линейна, то очевидно, что в формулу (6) вместо раз-

ности температур можно подставлять соответствующее значение термоЭДС в милливольтках

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой.

Внимание! Питание блока питания, термостата и милливольтметров осуществляется напряжением 220 В. Соблюдайте осторожность при работе! Помните, что тепловая труба представляет собой двухфазную систему (жидкость–пар) и при отсутствии охлаждения ее конденсатора взрывоопасна. *Поэтому необходимо вначале включить термостат и убедиться по расходомеру (расход воды должен быть не ниже 5 г/с) в наличии расхода охлаждающей конденсатор воды.*

Задание. В настоящей работе необходимо измерить коэффициент теплопроводности медного стержня и тепловой трубы. Сравнить их теплопроводности и убедиться в том, что тепловая труба является сверхпроводником тепла.

1. Включить термостат и установить (с помощью крана регулятора расхода) по расходомеру массовый расход воды на отметке 5 г/с (по верхней части поплавка расходомера).

2. Включить приборы для измерения термоЭДС термопар и дождаться установления стационарных условий, т. е. неизменности показаний приборов (значения могут меняться в последнем значке после запятой, колеблясь вблизи некоторого значения). При этом, работая с тепловой трубой, установить предел измерения ΔT_1 на милливольтметре 1 мВ, а предел измерения ΔT_2 – 10 мВ. При работе с медным стержнем эти же пределы устанавливаются в обратном порядке. После установления стационарных условий списать показания приборов ΔT_1 и ΔT_2 в милливольтках и считать их начальными, т. е. соответствующими тепловому потоку $Q = 0$ Вт.

3. Поставить переключатели «нагрев» и «дифференциальная термопара» в положение «тепловая труба».

4. Включить блок питания и установить 20 Вт по ваттметру, предварительно определив его цену деления. Следить за показаниями

милливольтметров. При нормальной работе тепловой трубы показания ΔT_2 должны быть значительно больше начальных и не уменьшаться (если это не так, то срочно выключить блок питания и пригласить преподавателя). Дождаться неизменности показаний милливольтметров и снять эти показания.

5. Прodelать то же самое при показаниях ваттметра 30 Вт.

6. Выключить блок питания, установив сначала показания ваттметра на нуль, а затем поставить переключатель «нагрев» в положение «выключено». Дождаться неизменности показаний милливольтметров и списать эти показания.

7. Поставить переключатели «нагрев» и «дифференциальная термопара» в положение «медный стержень». Установить 10 Вт по ваттметру, дождаться неизменности показаний милливольтметров и списать эти показания. Прodelать то же для 15 Вт. После этого выключить все приборы.

8. Вычислить ΔT_1 , ΔT_2 за вычетом их начальных значений и рассчитать соответствующие значения коэффициентов теплопроводности. Данные измерений и вычислений занести в таблицу.

Экспериментальные данные

Тип устройства	Q , Вт	ΔT_1 , мВ	ΔT_2 , мВ	m , г/с	λ , Вт/(мК)
Тепловая труба	0			5	
	20			5	
	30			5	
Медный стержень	0			5	
	10			5	
	15			5	

Относительная систематическая погрешность определения λ равна

$$\frac{\Delta_c \lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta_c \dot{m}}{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c (\Delta T_1)}{\Delta T_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c (\Delta T_2)}{\Delta T_2}\right)^2}. \quad (7)$$

9. Рассчитать систематическую (по последним измерениям) погрешность (случайную погрешность из-за малого количества измерений считать не нужно) определения λ тепловой трубы и медного стержня.

10. Сделать выводы (сравнение полученных результатов с табличными) и проанализировать причины их возможного отклонения за пределы погрешности.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление теплопроводности?
2. Каков физический смысл коэффициента теплопроводности?
3. В каких единицах измеряется коэффициент теплопроводности?
4. Что такое поток тепла? Что такое плотность потока тепла?
5. Каков физический смысл теплопроводности металлов?
6. Как зависит теплопроводность чистых металлов от температуры? Каковы численные значения (по порядку величины) коэффициентов теплопроводности металлов?
7. Как устроена и работает тепловая труба?
8. Какие известные вам физические явления использованы в работе тепловой трубы? Сформулируйте условия работоспособности тепловой трубы.

Лабораторная работа 5

Определение коэффициента вязкости жидкости методом Стокса

Вязкостью или внутренним трением называется явление возникновения силы трения между слоями текущей жидкости или газа, параллельными направлению течения.

При течении жидкости ее слой, прилегающий к твердому телу, например к стенке трубы, прилипает так, что его скорость равна нулю. Следующий слой движется, но из-за хаотичности движений молекул некоторые из них попадают в первый слой, теряя импульс при столкновении. Третий слой передает импульс второму и т. д.

Таким образом, наибольшей скоростью обладает та часть жидкости, которая более всего удалена от твердого тела (стенки), а скорости всех остальных слоев уменьшаются по мере приближения к стенке. Так как изменение импульса в единицу времени равно силе, то это и приводит к появлению силы внутреннего трения.

Вязкость газов может быть рассчитана с помощью методов, основанных на теоретических предположениях, но для определения вязкости жидкостей аналогичной теоретической базы не существует. Вязкости жидкостей значительно отличаются от вязкостей газов, т. е. они много больше по величине и резко *уменьшаются с повышением температуры* (тогда как для газов увеличиваются).

Вязкость газов обусловлена главным образом передачей количества движения в результате отдельных столкновений молекул, движущихся беспорядочно между слоями с различными скоростями. Аналогичная передача количества движения существует и в жидкостях, хотя она более локализована из-за влияния полей сил взаимодействия между плотноупакованными молекулами. Действительно, плотности жидкостей таковы, что среднее межмолекулярное расстояние незначительно отличается от эффективного диапазона действия таких силовых полей.

Целью настоящей работы является ознакомление с одним из методов определения коэффициента вязкости жидкостей и измерение коэффициента вязкости глицерина.

Основы измерения вязкости методом Стокса

Сила внутреннего трения возникает не только при движении жидкости относительно покоящегося тела, но и при движении твердого тела в покоящейся жидкости. На этом и основан метод измерения вязкости по Стоксу.

Суть метода состоит в том, что на всякое тело, движущееся в жидкости, действует сила сопротивления, зависящая от многих факторов (формы тела, условий течения и т. д.), в том числе и от вязкости жидкости.

Дж. Стоксом была получена формула для силы сопротивления, действующей на шарик, движущийся в жидкости, при условии, что

движение жидкости относительно шарика *ламинарное*. Ламинарное течение – это такое течение, при котором слои жидкости можно считать параллельными друг другу и направлению макроскопического движения жидкости. Такие условия практически выполняются при достаточно малых скоростях движения шарика. Если это условие не выполнено, то в жидкости образуются вихри, течение становится турбулентным и тогда о вязкости как о свойстве вещества говорить нельзя.

Формула Стокса имеет вид

$$F = 6\pi\eta rV, \quad (1)$$

где η – вязкость жидкости; r – радиус; V – скорость шарика.

Справедливость этой формулы (строгий вывод которой достаточно сложен) следует из простых соображений. Действительно, опыт подсказывает, что сила сопротивления зависит только от скорости шарика V , его радиуса r и вязкости жидкости η и ни от каких других величин. Вид же зависимости вытекает из того, что размерность комбинации, составленной из этих трех величин, должна совпадать с размерностью силы. Данному условию удовлетворяет одна-единственная комбинация – произведение ηrV . Множитель 6π получается из строгого вывода, проведенного Стоксом.

Прямая пропорциональность между силой и скоростью, которая предполагается в формуле (1), имеет место не для всех жидкостей и газов (среды, для которых это справедливо, называются *ньютоновскими*). Для неньютоновских жидкостей коэффициент вязкости сам зависит от скорости, примером таких жидкостей являются кровь (содержащая взвешенные частицы) и другие суспензии.

Для оценки ламинарности, следовательно и применимости формулы Стокса, существует так называемое число (критерий подобия) Рейнольдса (Re):

$$\text{Re} = \rho Vd/\eta, \quad (2)$$

где d – характерный размер (в нашем случае диаметр шарика); ρ – плотность жидкости. Величина η/ρ называется кинематической вязкостью ν с размерностью $[\nu] = \text{м}^2/\text{с}$.

Для каждого вида движения жидкости существует такое критическое значение $Re_{кр}$, что при $Re < Re_{кр}$ возможно ее ламинарное течение. В нашем случае следует знать, что закон Стокса выполняется вплоть до значений числа Рейнольдса порядка 0,1. При $Re \approx 1$ сила сопротивления, определенная по закону Стокса, примерно на 10 % ниже истинной. Поэтому для движущихся в жидкости шариков будем считать $Re_{кр} = 1$.

Метод определения вязкости жидкости (метод Стокса) состоит в наблюдении падения шарика в жидкости. В этом случае на шарик, кроме силы вязкости, определяемой формулой (1) и направленной вверх, действуют сила Архимеда

$$F_A = 4/3\pi r^3 \rho g, \quad (3)$$

также направленная вверх, и сила тяжести

$$F_g = mg = 4/3\pi r^3 \rho_0 g, \quad (4)$$

направленная вниз. Здесь ρ_0 – плотность вещества шарика, ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения.

Так как сила вязкостного сопротивления F зависит от скорости движения шарика (две другие силы от скорости не зависят), то при падении шарика с ускорением она растет и поэтому вместе с силой Архимеда в конце концов должна уравновесить силу тяжести. После этого шарик падает с постоянной скоростью *установившегося движения*. При таком движении результирующая сила равна нулю, т. е. имеет место равенство

$$F_g = F + F_A, \quad (5)$$

или

$$4/3\pi r^3 \rho_0 g = 4/3\pi r^3 \rho g + 6\pi\eta r V. \quad (6)$$

Тогда

$$2/3r^2(\rho_0 - \rho)g = 3\eta V. \quad (7)$$

Из равенства (7) получаем выражение для η

$$\eta = 2/9r^2g(\rho_0 - \rho)/V. \quad (8)$$

Это и есть основная расчетная формула в методе Стокса.

Описание экспериментальной установки

Для опыта используется стеклянный цилиндр, в который налита исследуемая жидкость (рис. 5.1).

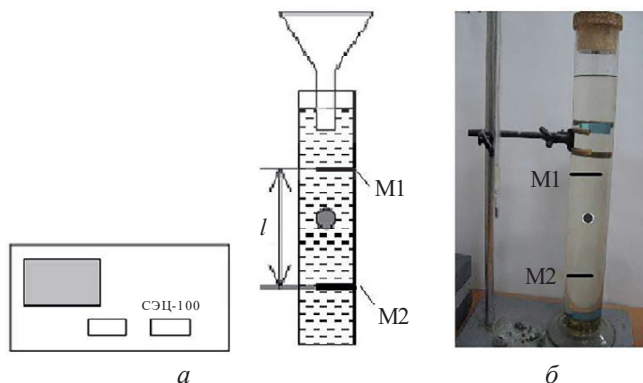


Рис. 5.1. Установка по измерению вязкости жидкости методом Стокса:

а – принципиальная схема установки; *б* – общий вид установки

На цилиндре имеются две метки – М1 и М2. Метка М1 помещена на несколько сантиметров ниже уровня жидкости, чтобы к тому моменту, когда шарик проходит мимо нее, его движение уже было установившимся. Цилиндр закрыт пробкой с воронкой, в которую опускается шарик,двигающийся в дальнейшем примерно по оси цилиндра так, чтобы на его движение не влияли стенки.

Исследуемой жидкостью является глицерин, плотность которого $\rho = (1,26 \pm 0,01) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Исследуемые шарики изготовлены из стали с плотностью $\rho_0 = (7,8 \pm 0,1) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Время t прохождения шарика от одной метки до другой измеряется секундомером СЭЦ-100. Расстояние l между метками М1 и М2 измеряется линейкой. Таким образом, скорость шарика без труда может быть вычислена: $V = l/t$.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой. Отобрать до 10 наиболее мелких шариков. Включить

секундомер, дать ему прогреться в течение 10–15 мин. Кнопкой УСТ.0 (красная кнопка) установить нуль на табло секундомера.

Внимание! Питание секундомера осуществляется напряжением 220 В. Соблюдайте осторожность при работе!

Задание. В настоящей работе необходимо измерить величину коэффициента вязкости глицерина.

1. Измерить диаметр шарика при помощи микрометра.
2. Бросить его в воронку. Когда шарик окажется на уровне верхней метки М1, запустить секундомер кнопкой ПУСК (белая кнопка).
3. После прохождения шариком нижней метки М2 остановить секундомер, отжав кнопку ПУСК. Записать результат измерения времени.
4. Кнопкой УСТ.0 (красная кнопка) установить нуль на табло секундомера.
5. Повторить действия, указанные в пп. 1–4, произведя измерения с несколькими шариками разных диаметров.
6. Результаты измерений занести в таблицу.

Экспериментальные данные

d , м	t , с	l , м	V , м/с	η , кг/(м·с)	$\Delta\eta$, кг/(м·с)	Re

7. По формуле (8) вычислить η , затем вычислить среднее значение. Результаты измерений, для которых $Re \geq 1$, при вычислениях среднего значения учитывать не следует,

$$\bar{\eta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \eta_i, \quad (9)$$

затем вычислить случайную погрешность $\Delta \eta$:

$$\Delta \eta = t \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\eta_i - \bar{\eta})^2}{n(n-1)}}, \quad (10)$$

где t – коэффициент Стьюдента.

Систематическая погрешность измерений определяется для наибольшего и наименьшего шарика по формуле

$$\Delta_c \eta = \bar{\eta} \sqrt{4 \left(\frac{\Delta_c r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_c \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_c \rho}{\rho} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_c l}{l} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_c t}{t} \right)^2}. \quad (11)$$

Наибольшую систематическую погрешность измерений сравнивают со случайной погрешностью и, пользуясь правилами обработки результатов измерений, находят суммарную погрешность.

8. Сравнить полученное значение коэффициента вязкости глицерина со справочным (при той же температуре). Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Что такое внутреннее трение?
2. Что такое критерий подобия Рейнольдса, для чего он нужен?
3. Почему путь, проходимый шариком, отсчитывают не от поверхности жидкости?
4. Как экспериментально проверить постоянство скорости движения шарика?
5. Зависит ли коэффициент вязкости жидкости от температуры?
6. Как выгоднее (с физической точки зрения) транспортировать жидкость по трубопроводу – в горячем или в холодном состоянии? А газ?

Лабораторная работа 6

Исследование температурной зависимости вязкости воды с помощью капиллярного вискозиметра

Вязкостью, или внутренним трением, называется явление возникновения силы трения между слоями движущейся жидкости или газа, параллельными направлению течения. Трение это возникает благодаря переносу импульса молекул от слоя к слою в направлении, перпендикулярном направлению течения.

Вязкость жидкости влияет на всякое движение жидкости. Поэтому знание вязкости необходимо во многих практических ситуациях – при проектировании водо-, газо- и нефтепроводов; при изучении движения крови и других жидкостей в организме и т. д. Для измерения величины вязкости и ее зависимости от температуры разработано множество способов.

Вязкости жидкостей значительно отличаются от вязкостей газов, т. е. они много больше по величине и резко уменьшаются с повышением температуры (в отличие от газов, где вязкость растет с ростом температуры). Это объясняется заметным влиянием полей сил взаимодействия между плотноупакованными молекулами в жидком состоянии на передачу количества движения в результате отдельных столкновений молекул, движущихся беспорядочно между слоями с различными скоростями. Плотности жидкостей таковы, что среднее межмолекулярное расстояние не очень значительно отличается от эффективного диапазона действия таких силовых полей.

Целью настоящей работы является исследование зависимости вязкости воды от температуры.

Основы метода измерения вязкости капиллярным вискозиметром

При течении жидкости в трубе слой жидкости, прилегающий к стенке трубы, прилипает к ней, и его скорость, таким образом, равна нулю. Следующий слой движется, но из-за хаотических движений молекул некоторые из них попадают в первый слой, теряя импульс при столкновениях. Третий слой передает импульс второму слою и т. д. В результате наибольшей скоростью обладает та часть жидкости, которая прилегает к оси трубки, а скорости всех остальных слоев уменьшаются от оси к стенке. Так как изменение импульса за единицу времени равно силе, то это приводит к появлению силы внутреннего трения. Она выражается формулой, предложенной Ньютоном:

$$F_y = f_y S = -\eta \frac{dU_y}{dx} S. \quad (1)$$

Здесь dU_y/dx – градиент скорости в направлении, перпендикулярном направлению движения, т. е. величина, представляющая изменение скорости на единицу длины в направлении x , когда жидкость течет вдоль направления y ; S – площадь слоя, параллельная направлению течения, к которому приложена сила F . Из формулы (1) ясно, что коэффициент внутреннего трения, или коэффициент вязкости η , численно равен силе, действующей на единицу площади при градиенте скорости, равном единице.

Пусть вязкая жидкость течет по капиллярной трубке длиной l и радиусом R . Обозначим скорость движения жидкости в рассматриваемой точке через U_y . Допустим, что величина U_y одинакова во всех точках, равноотстоящих от оси трубки (из соображений симметрии потока жидкости).

Выделим в жидкости элементарный цилиндрический объем с радиусом основания r и длиной l . Согласно формуле (1) сила внутреннего трения, действующая на боковую поверхность этого цилиндра, будет равна

$$F_y = -\eta \frac{dU_y}{dr} 2\pi r l. \quad (2)$$

При установившемся течении сила F уравнивается разностью давлений ΔP на основаниях цилиндра:

$$\eta \frac{dU_y}{dr} 2\pi r l + \Delta P \pi r^2 = 0, \quad (3)$$

или

$$\frac{dU_y}{dr} = -\frac{\Delta P}{2\eta l} r. \quad (4)$$

Интегрируя выражение (4), получим

$$U_y(r) = -\frac{\Delta P}{4\eta l} r^2 C, \quad (5)$$

где C – постоянная интегрирования. Чтобы определить ее значение, положим, что скорость у стенки трубы равна нулю. Тогда

$$C = \frac{\Delta P}{4\eta l} R^2 \quad (6)$$

и

$$U_y(r) = \frac{\Delta P}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (7)$$

Соотношение (7) описывает распределение скоростей жидкости для круглой цилиндрической трубы (стабилизированное ламинарное течение). Пользуясь им, легко подсчитать объем жидкости \dot{V} , протекающей через капилляр в единицу времени:

$$\dot{V} = \int_0^{2\pi} \int_0^R U(r) r dr d\varphi. \quad (8)$$

Подставляя в (8) значение $U(r)$ из формулы (7) и произведя интегрирование, получим

$$\dot{V} = \frac{\pi R^4}{8l} \frac{\Delta P}{\eta}. \quad (9)$$

Это соотношение известно под названием закона Пуазейля. Зная величины \dot{V} , R , l , ΔP , из него можно определить η . Однако удобнее пользоваться формулой Пуазейля для определения относительного коэффициента вязкости. В самом деле, если взять две жидкости (соответственно величины для одной из них отметим индексом 0, а другой 1) и измерить времена t_0 и t_1 истечения одинаковых объемов этих жидкостей через один и тот же капилляр, то

$$\dot{V}_0 t_0 = \frac{\pi R^4}{8l} \frac{\Delta P_0}{\eta_0} t_0, \quad \dot{V}_1 t_1 = \frac{\pi R^4}{8l} \frac{\Delta P_1}{\eta_1} t_1. \quad (10)$$

Разделив второе уравнение на первое, получим

$$\eta_1 = \eta_0 \frac{t_1}{t_0} \frac{\Delta P_1}{\Delta P_0}. \quad (11)$$

Если жидкость вытекает под действием силы тяжести, то

$$\frac{\Delta P_1}{\Delta P_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0}, \quad (12)$$

где ρ_0 , ρ_1 – плотности жидкостей. Тогда соотношение (11) можно представить в виде

$$\eta_1 = \eta_0 \frac{t_1}{t_0} \frac{\rho_1}{\rho_0}. \quad (13)$$

Таким образом, зная время истечения взятых жидкостей t_0 и t_1 и их плотности ρ_0 и ρ_1 , можно определить относительный коэффициент внутреннего трения η_1/η_0 , а зная η_0 , можно вычислить и абсолютную величину η_1 .

В данной работе предлагается определить коэффициенты вязкости η дистиллированной воды при различных температурах; вязкость дистиллированной воды при определенной температуре (например, $T = 30^\circ \text{C}$) считаем известной величиной η_0 (η_0 берут из таблицы, прилагаемой к лабораторной работе).

Причины изменения вязкости жидкости с температурой кроются в самом характере теплового движения молекул жидкости. Молекулы жидкости колеблются около временных положений равновесия, меняя их в среднем через время τ . Чем реже молекулы изменяют свое положение равновесия, тем менее текуча и более вязка жидкость. Таким образом, оказывается, что коэффициент вязкости жидкости прямо пропорционален τ . Но время τ зависит от температуры приблизительно по экспоненциальному закону:

$$\tau = \tau_0 \exp(E/kT), \quad (14)$$

где τ_0 – период колебания молекулы около положения равновесия; k – постоянная Больцмана; E – энергия, необходимая для удаления молекулы из положения равновесия, чтобы она, будучи предоставленной самой себе, уже не вернулась в исходное положения равновесия, а направлялась бы к новому равновесному положению; E называют «энергией активации» перевода молекулы из одного равновесного положения в другое.

Учитывая пропорциональную связь между τ и η , можно записать

$$\eta = A \exp(E/kT), \quad (15)$$

где A – коэффициент, зависящий от рода жидкости и очень мало меняющийся с температурой. Формула (15) называется *уравнением Андраде – Френкеля*. Она достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Описание экспериментальной установки

Исследование температурной зависимости коэффициента вязкости дистиллированной воды в данной работе проводится на установке, принципиальная схема которой изображена на рис. 6.1.

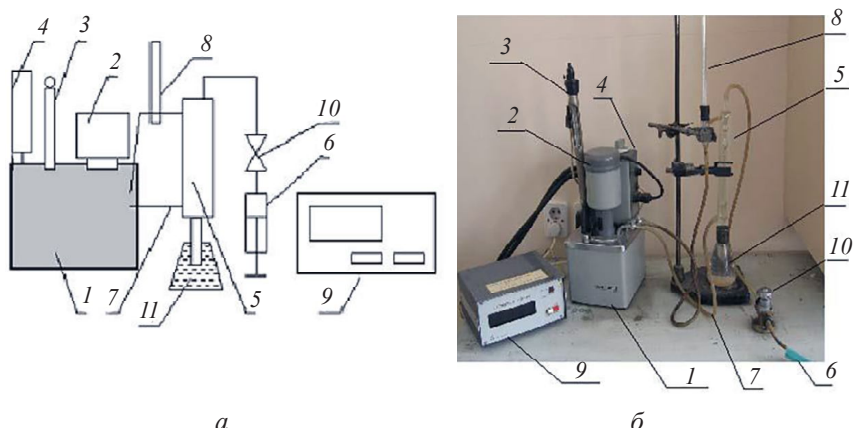


Рис. 6.1. Установка для исследования температурной зависимости коэффициента вязкости:

а – принципиальная схема установки:

- 1 – термостат; 2 – циркуляционный насос термостата; 3 – контактный термометр;
- 4 – регулятор подогревателя жидкости в термостате; 5 – вискозиметр;
- 6 – шприц для подачи исследуемой жидкости в вискозиметр; 7 – циркуляционный контур для изменения температуры в вискозиметре; 8 – термометр;
- 9 – секундомер; 10 – кран; 11 – сосуд с исследуемой жидкостью;

б – общий вид установки

Установка состоит из термостата, в котором с помощью циркуляционного насоса, контактного термометра и регулятора может поддерживаться заданная температура жидкости (в данной работе – воды) с высокой степенью точности (0,2 К). Для поддержания заданной температуры в вискозиметре, контролируемой термометром, служит циркуляционный контур. Подача исследуемой жидкости в вискозиметр осуществляется шприцем, а время истечения жидкости между метками измеряется секундомером.

Вискозиметр капиллярный стеклянный (рис. 6.2) представляет собой капиллярную трубку с измерительным резервуаром, ограниченным двумя метками М1 и М2. Капиллярная трубка впаяна внутрь рубашки вискозиметра, имеющей два отвода для циркулирующей жидкости.

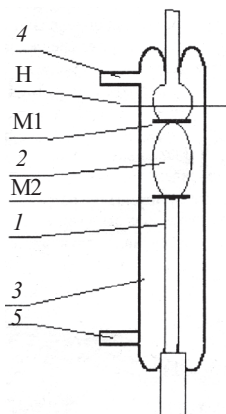


Рис. 6.2. Капиллярный вискозиметр:
1 – капиллярная трубка; 2 – измерительный резервуар; 3 – рубашка вискозиметра;
4, 5 – отводы для циркулирующей жидкости

Измерение вязкости при помощи вискозиметра основано на определении времени истечения через капилляр определенного объема жидкости из измерительного резервуара. В данной работе измеряется вязкость дистиллированной воды при различных температурах – от комнатной до 80–90 °С. Вязкость воды при комнатной температуре считается известной, и именно с ней сравнивается вязкость той же воды при других температурах. Следовательно, вязкость η_0 , входящая в формулу (13), это и есть вязкость воды при комнатной температуре (ее значение берется из таблицы, откуда также берутся значения ρ_0 и ρ_1).

Исследуемая жидкость из сосуда (рис. 6.1) подается при помощи шприца в вискозиметр до уровня «Н» на рис. 6.2. При этом кран (рис. 6.1) должен быть закрыт. После выдержки прибора при заданной термостатом температуре, контролируемой термометром в течение определенного промежутка времени, открывают кран и измеряют секундомером время истечения жидкости между метками М1 и М2.

Сначала такой опыт выполняют при комнатной температуре или близкой к ней. Лучше всего установить эту температуру равной 30 °С. Она отсчитывается по термометру, а задается контактным термометром и регулятором термостата. Далее 8–10 раз определяют время истечения жидкости между метками М1 и М2, находят среднее и погрешность определения среднего. Это и есть время t_0 в формуле (13). Затем опыт повторяют при более высоких температурах (через 10 °С), поднимая температуру термостата контактным термометром, а контролируя по термометру. При каждой температуре измерения проводят по одному разу, каждый раз выдерживая жидкость в капилляре вискозиметра 3–5 мин. За погрешность измерения времени истечения жидкости принимается погрешность этого измерения при $T = 30$ °С. Среднеквадратичное отклонение и случайная погрешность измерения этого времени истечения определяются по формулам

$$S_t = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (t_i - \bar{t})^2}{n(n-1)}}, \quad \Delta t = t S_t, \quad (16)$$

где t – коэффициент Стьюдента. Также можно воспользоваться готовыми программами на компьютерах в лаборатории.

Далее по формуле (13) рассчитывают значение коэффициента вязкости η для разных температур; η_0 , ρ_0 , t_0 – коэффициент вязкости, плотность и время истечения жидкости при начальной температуре, равной 30 °С.

Систематическую погрешность в определении коэффициента вязкости рассчитывают по формуле

$$\Delta_c \eta_l = \eta_l \sqrt{\left(\frac{\Delta_c \eta_0}{\eta_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c t_1}{t_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c t_0}{t_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c \rho_1}{\rho_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c \rho_0}{\rho_0}\right)^2}, \quad (17)$$

где $\Delta_c \eta_0$, $\Delta_c \rho_0$, $\Delta_c \rho_1$ определяются половиной разряда (если не указана погрешность в таблицах), занимаемого последней значащей цифрой для η_0 , ρ_0 , ρ_1 соответственно (например, для $\rho_1 = 0,9988 \text{ г/см}^3$ можно принять $\Delta_c \rho_1 = 0,0005 \text{ г/см}^3$).

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием работы, инструкциями к ее проведению и лабораторной установкой.

Внимание! Питание термостата и секундомера осуществляется напряжением 220 В. Соблюдайте осторожность при работе!

Задание.

1. Путем поворота ручки термостата по часовой стрелке до щелчка включить его, установив на контактном термометре температуру 30°C .

2. Прополоскать вискозиметр дистиллированной водой. Для этого 5–6 раз набрать в вискозиметр и выдавить шприцем воду (кран (рис. 6.1) закрыт). При этом не допускать попадания воды в шприц.

3. При закрытом кране подать шприцем воду в вискозиметр до уровня «Н» (см. рис. 6.2), шприцем поддерживать воду на этом уровне в течение 3–5 мин при начальной температуре $T = 30^\circ\text{C}$.

4. Произвести секундомером 8–10 измерений времени истечения воды между метками М1 и М2 при $T = 30^\circ\text{C}$. При истечении воды из вискозиметра кран (см. рис. 6.1) открыт.

5. С помощью контактного термометра и регулятора термостата поднять температуру жидкости в термостате на 10°C выше начальной. Контроль температуры осуществлять термометром (рис. 6.1).

6. Выдержать жидкость в вискозиметре при этой температуре 3–5 мин и определить время ее вытекания.

7. Такие измерения повторить через $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ до температуры $T = (80\text{--}90)^{\circ}\text{C}$.

8. По формуле (13) вычислить коэффициент вязкости воды при различных температурах. Результаты измерений занести в таблицу.

Экспериментальные данные

Температура воды T , $^{\circ}\text{C}$	Время истечения t , с	Вязкость η , кг/(мс)

9. По формулам (16) и (17) определить погрешности измерения коэффициента вязкости при $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$.

10. Методом наименьших квадратов построить график зависимости η от температуры T . Определить величину E/k согласно формуле (15), затем рассчитать энергию активации E .

11. Построить график зависимости η от температуры для эксперимента и табличных данных. Сравнить лабораторные результаты с табличными.

12. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Что такое вязкость? Как зависит вязкость от температуры?
2. Одинаково ли зависит вязкость от температуры для жидкостей и газов?
3. Каков физический смысл «энергии активации»?
4. Для каких условий справедлив закон Пуазейля? Что такое ламинарные и турбулентные течения?
5. Как можно экспериментально проверить формулу Пуазейля?

ИДЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

Лабораторная работа 7

Определение термического коэффициента давления с помощью газового термометра

В исторически установившемся методе измерения температуры использовалась температурная шкала (получившая название шкалы Цельсия), согласно которой значение «нуль» приписывалось температуре тающего льда. Температуре кипящей воды приписывалось значение 100, а интервал между температурами тающего льда и кипящей воды делился на 100 равных частей, называемых градусами. Измерялась температура жидкостными термометрами (например, ртутными). При этом использовалось предположение о линейной зависимости объема жидкости от температуры, что и обусловило деление температурного интервала на 100 равных частей.

Если вводить температуру как меру кинетической энергии беспорядочного теплового движения молекул, то нулевая температура, приписываемая точке плавления льда, не имеет физического смысла, поскольку это не самая низкая температура, при которой прекращается тепловое движение молекул. Более физически обоснованной является абсолютная шкала температур (или шкала Кельвина), которая получила широкое распространение в физике. В этой шкале принимается прежний размер градуса, т. е. разность между температурами кипящей воды и тающего льда делится на 100 равных частей. Однако температура тающего льда в этой шкале имеет уже не нулевое численное значение.

Газовый термометр постоянного объема является одним из важнейших инструментов современной термометрии. Принцип его работы основан на использовании зависимости давления идеального газа, объем которого поддерживается постоянным, от температуры. При этом зависимость принимается линейной. Численное

значение температуры, соответствующей температуре таяния льда по абсолютной шкале, можно получить с помощью газового термометра, определив *термический коэффициент давления газа*.

Основы метода определения термического коэффициента давления идеального газа

Кинетическая теория идеальных газов приводит к следующему выражению для давления:

$$P = \frac{2}{3} n \frac{mv^2}{2}, \quad (1)$$

где n – числовая плотность газа, $n = N/V$; N – число молекул газа в объеме V ; $mv^2/2$ – средняя кинетическая энергия; m – масса молекулы газа; v^2 – средний квадрат скорости теплового движения молекул.

Таким образом, давление газа пропорционально средней кинетической энергии поступательного движения молекул, содержащихся в единице объема газа.

Известно также, что давление газа при постоянном объеме зависит от *температуры* газа. Эта зависимость определяется основным уравнением молекулярно-кинетической теории идеального газа

$$PV = NkT \quad (2)$$

или

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (3)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура газа.

Из соотношения (3) видно, что абсолютная температура равна нулю, когда средняя кинетическая энергия *беспорядочных* движений молекул равна нулю (т. е. когда в газе не наблюдается хаотического движения молекул).

Термический коэффициент давления вводится следующим образом. Продифференцируем уравнение состояния идеального газа (2):

$$PdV + VdP = NkdT. \quad (4)$$

Если объем газа сохраняется неизменным ($dV = 0$), то уравнение (4) принимает вид

$$VdP = NkdT,$$

или

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)_V = \frac{kN}{V}, \quad (5)$$

где индекс V у производной означает, что изменение давления газа dP с изменением температуры dT происходит при постоянном объеме.

Разделив обе части равенства (5) на P и учтя, что P , согласно (2), равно NkT/V , получим

$$\frac{1}{P} \left(\frac{dP}{dT} \right)_V = \frac{1}{T} = \alpha. \quad (6)$$

Величина α называется *термическим коэффициентом давления* газа. Эта величина численно равна относительному изменению давления $(dP/P)_V$ газа при изменении его температуры на единицу. Равенство (6) показывает, что с повышением температуры относительное изменение давления на каждый градус становится все меньше.

Поскольку значение производной $(dP/dT)_V$ для данной системы (данного числа молекул N в объеме V) есть величина постоянная, можно перейти от бесконечно малых приращений dP и dT к конечным интервалам приращения давления и температуры, т. е. определить термический коэффициент давления следующим образом:

$$\alpha = \frac{P - P_{\text{н}}}{P_{\text{н}}(T - T_{\text{н}})}, \quad (7)$$

где $P_{\text{н}}$ и $T_{\text{н}}$ – начальное давление и температура газа (или параметры, характеризующие начальное состояние газа); P и T – пара-

метры некоторого произвольного состояния газа, отличного от начального.

В частности, при температуре тающего льда, которую мы обозначим T_0 , термический коэффициент давления равен α_0 и, согласно (6), $T_0 = \alpha_0^{-1}$. Таким образом, определив α_0 , мы находим температуру тающего льда по абсолютной шкале.

Допустим, что газ нагрет до температуры t °С, т. е. температура его на t °С выше точки плавления льда. Тогда термический коэффициент давления газа при этой температуре $T = T_0 + t$ будет равен

$$\alpha = \frac{1}{T_0 + t}$$

или

$$\alpha = \frac{1}{\alpha_0^{-1} + t}. \quad (8)$$

Целью настоящей работы является определение α_0 и, следовательно, абсолютной температуры тающего льда T_0 .

Описание экспериментальной установки

Для определения α_0 в данной работе используется *газовый термометр*. Всякий газовый термометр состоит из газонаполненного сосуда, соединенного с прибором для измерения давления газа, который называется манометром. Операция измерения температуры состоит в следующем. Сосуд с газом приводят в контакт с телом, температура которого должна быть измерена, и после установления теплового равновесия между ними производят измерение давления. Значение температуры далее может быть получено путем несложного расчета.

В данной работе сосуд с газом (рис. 7.1) – это колба из нержавеющей стали вместимостью 0,75 л. Колба помещена в сосуд с водой (термостат), который может подогреваться электрическим нагревателем. Мешалка, приводимая в движение электрическим двигателем, обеспечивает равномерность температуры по всему

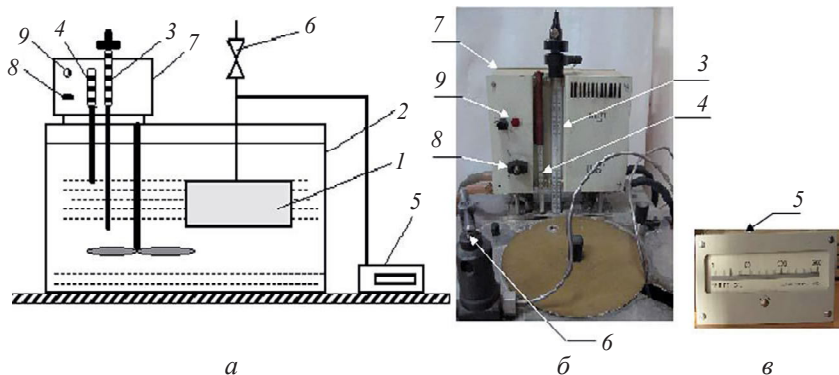


Рис. 7.1. Экспериментальная установка:

а – принципиальная схема установки:

1 – колба с газом; 2 – термостат; 3 – контактный термометр;
4 – термометр; 5 – манометр; 6 – вентиль; 7 – термостатирующий узел
с нагревателем, мешалкой и электронной схемой включения нагревателя;
8 – выключатель; 9 – сигнальная лампа включения нагревателя;

б – общий вид установки; *в* – оптический манометр

объему термостата, а следовательно, и колбы с точностью $0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура воды и колбы задается и поддерживается с помощью контактного термометра и измеряется с помощью цифрового термометра. Тонкой трубкой колба соединена с манометром. В трубке имеется отросток с вентилем, через который колба и манометр могут быть соединены с атмосферой.

Следует иметь в виду, что, когда давление в колбе равно атмосферному, стрелка манометра стоит у отметки «ноль». Это означает, что давление, отсчитываемое по манометру, есть давление сверх атмосферного (избыточное давление). Поэтому давление газа в колбе равно атмосферному давлению плюс показание манометра.

Необходимо также принять во внимание, что в общий объем газа входит не только объем колбы, но и объем трубки между колбой и манометром. В то же время температура, показываемая термометром, относится к той части газа, которая находится в термостате (объем колбы плюс часть соединительных трубок). Остальной объем (включая сам манометр) не имеет температуры термостата

и является «вредным». Учитывая, что этот объем мал относительно объема колбы, им можно пренебречь. Однако такое допущение приводит к некоторой систематической погрешности, так же как и неучет того обстоятельства, что объем самой колбы изменяется из-за теплового расширения нержавеющей стали. Кроме того, необходимо учитывать, что в воздухе есть пары воды, для этого измеряют влажность воздуха.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опытам. Ознакомиться с описанием работы, лабораторной установкой и устройством термостата. Открыть вентиль (рис. 7.1), проверить положение стрелки манометра, оно должно соответствовать установившемуся в колбе атмосферному давлению, т. е. быть на нуле.

Внимание! Питание термостата и манометра осуществляется напряжением 220 В, соблюдайте осторожность при работе!

Задание. В настоящей работе с целью получения термического коэффициента давления производится измерение давления газа при постоянном объеме и различных значениях температуры.

1. При открытом вентиле и установившемся атмосферном давлении в колбе произвести измерения температуры воды в термостате по термометру 4 и атмосферного давления по *барометру* (см. по барометру). Результаты записать как $P_{\text{н}}$ и $t_{\text{н}}$.

2. Закрыть вентиль и включить термостат путем поворота по часовой стрелке выключателя термостата до щелчка. При этом включаются нагреватель, мешалка термостата и загорается сигнальная лампочка. Путем вращения магнитной головки термометра установить на нем температуру 90 °С.

3. По мере нагревания воды через каждые 10 мм рт. ст. произвести измерения разности давлений $P - P_{\text{н}}$ по манометру и температуры по термометру.

4. Результаты занести в таблицу. Всего следует получить 7–10 экспериментальных значений.

Экспериментальные данные

Давление $P - P_n$, мм рт. ст.	Температура t , °C	$t - t_n$, °C	$(P - P_n)/P_n$

5. По окончании измерений включить охлаждение термостата путем поворота выключателя термостата против часовой стрелки до щелчка.

6. Используя данные измерений (см. таблицу), построить график зависимости $(P - P_n)/P_n$ от разности температур $t - t_n$. Методом наименьших квадратов найти значение $1/T_n = \alpha_n$ и среднеквадратичное отклонение для α_n . С другой стороны, согласно (7) и (8),

$$\frac{1}{T_n} = \frac{P - P_n}{P_n} \frac{1}{t - t_n} = \alpha_n = \frac{1}{\alpha_0^{-1} + t_n}. \quad (9)$$

Рассчитать случайную, систематическую и полную погрешности измерения α_n . Для этого необходимо воспользоваться методическими указаниями для расчета погрешностей.

7. Выразив α_0 через α_n , получим расчетную формулу для α_0 :

$$\alpha_0 = \frac{\alpha_n}{1 - \alpha_n t_n}. \quad (10)$$

8. Найти погрешность α_0 , используя формулу (10) и методические указания для расчета погрешностей косвенных измерений.

9. Вычислить величину $T_0 = \alpha_0^{-1}$, сравнить ее с температурой таяния льда (273,15 К).

Контрольные вопросы

1. Что характеризует термический коэффициент давления газа?
2. Опыт показывает, что термический коэффициент давления практически одинаков для всех газов. Чем это объясняется?
3. Укажите главные систематические ошибки в данной работе.
4. Откуда следует, что соотношение между температурами T по шкале Кельвина и t по шкале Цельсия имеет вид $T = t + 273,15$?

Лабораторная работа 8

Получение и измерение вакуума, определение универсальной газовой постоянной

Универсальная газовая постоянная R – одна из важнейших физических констант. Наряду с другой важнейшей константой – числом Авогадро – она входит во многие формулы молекулярной физики. Универсальная газовая постоянная имеет простой физический смысл: ее величина численно равна работе, которую совершает один моль идеального газа, расширяясь при нагревании на один градус (при $P = \text{const}$).

Целью лабораторной работы является опытное определение этой константы. Одновременно решается задача ознакомления с некоторыми вопросами вакуумной техники.

Основы метода определения универсальной газовой постоянной

Метод определения универсальной газовой постоянной R основан на применении уравнения состояния идеального газа (уравнения Клапейрона – Менделеева). Для получения расчетной формулы рассмотрим два состояния газа.

Предположим, что в сосуде известного объема V находится воздух при атмосферном давлении P_a и комнатной температуре T . Масса воздуха, заключенного в сосуде, равна M_a . Поскольку в этих условиях воздух можно считать идеальным газом, для него справедливо уравнение состояния

$$P_a V = \frac{M_a}{\mu} RT, \quad (1)$$

где μ – молярная масса газа (в данном случае воздуха).

Если теперь путем частичной откачки уменьшить давление воздуха в сосуде до нового значения P при той же комнатной температуре T , его масса уменьшится до значения M .

Для этого нового состояния газа, заключенного в сосуд, также справедливо уравнение Клапейрона – Менделеева

$$PV = \frac{M}{\mu} RT. \quad (2)$$

Вычтем из (1) уравнение (2), получим

$$(P_a - P)V = \frac{M_a - M}{\mu} RT. \quad (3)$$

Отсюда получаем формулу для определения R :

$$R = \frac{P_a - P}{M_a - M} \frac{\mu V}{T}. \quad (4)$$

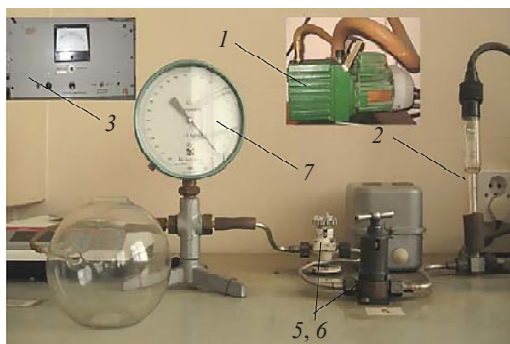
Если сосуд откачать таким образом, что будет выполняться условие $P \ll P_a$, то расчетная формула для R примет вид

$$R = \frac{P_a}{M_a - M} \frac{\mu V}{T}. \quad (5)$$

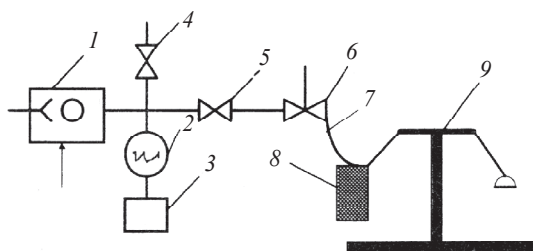
Таким образом, универсальную газовую постоянную можно рассчитать, зная атмосферное давление, температуру, молярную массу воздуха и его массу, заключенную в сосуде известного объема.

Описание экспериментальной установки

Принципиальная схема экспериментальной установки для определения универсальной газовой постоянной представлена на рис. 8.1, б. Экспериментальная установка состоит из вакуумного насоса, термодинамического манометрического преобразователя (вакуумная термодинамическая лампа), вакуумметра, вакуумной линии с вентилями, гибкого шланга, соединяющего гибкой связью сосуд с воздухом и весы. Для измерения абсолютного давления в помещении лаборатории (атмосферного давления) служит барометр. Взвешивание колбы осуществляется с помощью электронных весов типа A250 AXIS (или других типов весов, имеющихся в настоящий момент в лаборатории).



а



б

Рис. 8.1. Экспериментальная установка:

а – общий вид установки;

1 – вакуумный насос (под столом); *2* – преобразователь манометрический термопарный (термопарная лампа); *3* – вакуумметр; *4–6* – вакуумные вентили; *7* – мановакуумметр; *8* – гибкий шланг; *9* – сосуд с воздухом;

б – принципиальная схема установки

Для получения вакуума и откачки колбы применяется вращательный вакуумный пластинчато-роторный насос типа ЗНВР-1Д. Вакуумный насос устроен следующим образом. В неподвижном корпусе на валу эксцентрично расположен ротор. Полезный объем рабочей камеры насоса, образованный внутренней поверхностью корпуса и наружной поверхностью ротора, разделяется пластиной на полость всасывания *А* (рис. 8.2) и полость сжатия *Б*. Пластина, расположенная в прорези ротора насоса, с помощью пружины плотно прижимается к внутренней полости корпуса насоса. При вращении ротора в направлении, указанном стрелкой, газ из откачивае-

мого сосуда через впускной канал заполняет полость *А*, после чего его объем увеличивается. В это время газ в полости *Б* сжимается. Когда давление газа на выпускной клапан превысит величину атмосферного давления и усилия, создаваемого клапанной пружиной, клапан откроется и газ из полости *Б* будет вытеснен в атмосферу. Таким образом при вращении ротора с пластинами, прижимаемыми к внутреннему цилиндру пружиной, газ, всасываемый через впускной канал, вытесняется через выпускной клапан вследствие периодического изменения объемов полостей *А* и *Б* рабочей камеры насоса. Впуск и выпуск данной порции газа осуществляется за два оборота ротора.

На рис. 8.2 схематично изображен пластинчато-роторный вращательный вакуумный насос.

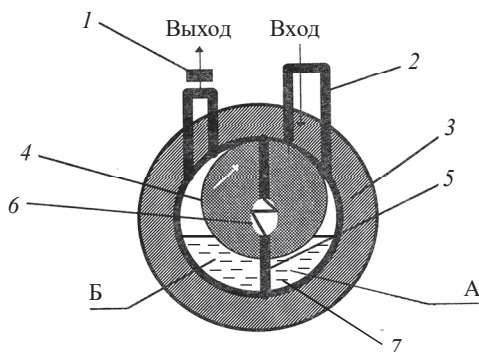


Рис. 8.2. Пластинчато-роторный вращательный вакуумный насос:

1 – выпускной клапан; 2 – впускной канал; 3 – цилиндрический корпус;
4 – ротор; 5 – пластина; 6 – пружина; 7 – вакуумное масло

Как видно из рисунка, между вращающимся ротором и неподвижным корпусом-статором имеется зазор, по которому газ со стороны выхлопа может перетекать на сторону всасывания (т. е. из полости *Б* в полость *А*). Уплотнение зазоров, предотвращающее перетечку газа, осуществляется вакуумным маслом, поступающим из масляного резервуара. У насосов рассматриваемого типа масляным резервуаром является сам корпус насоса. В качестве уплотняющего масла используется специальное вакуумное масло с низким

давлением насыщенного пара при комнатной температуре. Итак, вакуумное масло, заполненное до середины внутри корпуса насоса, предназначено для уплотнения рабочих зазоров роторного механизма и смазки трущихся поверхностей. Контроль уровня масла производится через смотровое стекло в корпусе насоса.

Для измерения давления ниже атмосферного используются приборы, которые носят название вакуумметров. В настоящей работе используется вакуумметр косвенного действия. Вакуумметры косвенного действия, как правило, состоят из манометрического преобразователя, вырабатывающего выходной электрический сигнал соответственно величине давления газа в преобразователе; измерительного блока устройства, измеряющего выходной сигнал манометрического преобразователя и обеспечивающего заданный электрический режим его питания; соединительного кабеля, обеспечивающего электрическую связь между преобразователем и измерительным блоком. К вакуумметрам косвенного действия относятся тепловой вакуумметр, работа которого основана на *возрастании теплопроводности ультраразреженного газа* с ростом давления. Основными элементами теплоэлектрического манометрического преобразователя является нагретое тело малой теплоемкости и холодное тело большой теплоемкости, находящееся при постоянной температуре. Как правило, в качестве нагреваемого тела используется металлическая нить накала, а в качестве второго тела – корпус преобразователя большей (по сравнению с первым) теплоемкости с постоянной температурой.

На рис. 8.3 схематично изображен широко распространенный термопарный манометрический преобразователь типа ПМТ-2.

В баллоне расположена нить накала, к средней точке которой приварена термопара. Преобразователь через цоколь соединительным кабелем подсоединяется к измерительному блоку вакуумметра. Через нить накала с помощью вакуумметра пропускается электрический ток постоянной величины. В результате прохождения электрического тока в нити накала выделяется определенное количество тепла. Такое же количество тепла нить отдает корпусу преобразователя за счет теплопроводности по газу и лучистого

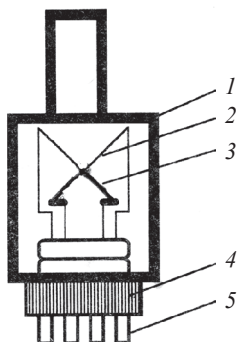


Рис. 8.3. Термопарный манометрический преобразователь (термопарная лампа):

1 – баллон; 2 – нить накала; 3 – термопара;
4 – цоколь; 5 – токопроводящие электроды

теплообмена, а также теплопроводящим электродам за счет теплопередачи через торцы нити.

Таким образом, сохраняется баланс подводимого к нити и отводимого от нее тепла. При измерении давления в баллоне преобразователя, например при его увеличении, тепловой поток по газу изменяется (увеличивается), нить при этом остывает. И наоборот, при уменьшении давления при том же токе накала температура нити будет повышаться, так как теплоотвод по газу будет уменьшаться. Это приведет к установлению нового теплового баланса с более высокой температурой нити.

Температура нити, измеряемая термопарой с помощью измерительного блока вакуумметра, в данном случае будет служить мерой давления посредством градуировочной кривой, связывающей температуру нити в милливольтгах и давление в миллиметрах ртутного столба.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием работы, лабораторной установкой, конструкцией вакуумного насоса и термопарного преобразователя.

Внимание! Питание вакуумного насоса осуществляется от трехфазной сети с напряжением между фазами 380 В, будьте осторожны! Не забывайте после выключения насоса напустить в него воздух, открыв вентиль 4 при закрытых вентилях 5 и 6 (см. рис. 8.1).

Задание. В данной работе необходимо определить универсальную газовую постоянную R .

1. Поставить сосуд с воздухом на электронные весы.
2. При закрытых вентилях 4–6 (рис. 8.1) включить вакуумный насос.
3. Измерить атмосферное давление (по указаниям барометра) и температуру воздуха в лаборатории.
4. Открыть вакуумный вентиль 5 (при этом вентиль 6 должен быть закрыт).
5. Дождаться, когда воздух из сосуда будет откачан, и измерить разность давлений с помощью вакуумметра. Убедиться, что давление в сосуде значительно ниже атмосферного.
6. Взвесить сосуд.
7. Закрыть вакуумный вентиль 5 и открыть вентиль 6, напустив при этом в колбу воздух. Снова взвесить колбу.
8. Повторить действия, описанные в пп. 4–7, не менее 10 раз. Данные измерений занести в таблицу.

Экспериментальные данные

P_a , Па	P , мВ	P , мм рт. ст.	T , К	M_a , кг	M , кг	$M - M_a$, кг	R_i , Дж/(моль К)

9. Выключить вакуумный насос и открыть вентиль 4 для напуска в него воздуха (для чего это делается?). При этом колба должна быть откачана (для чего?), а вентили 5 и 6 закрыты. Вычислить универсальную газовую постоянную R по формуле (5) для каждого измерения; $\mu = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, объем V задан (см. надпись на колбе). Вычислить среднее значение R по формуле

$$\bar{R} = \frac{\sum_{i=1}^n R_i}{n},$$

где R_i – результат расчета отдельного измерения; n – число измерений.

10. Оценить погрешность измерения \bar{R} . Для этого необходимо воспользоваться методическими указаниями.

11. Сравнить полученное значение R с данными, приводимыми в литературе. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Как связана универсальная газовая постоянная с другими константами?

2. На каком принципе основана работа пластинчато-роторного вращательного вакуумного насоса?

3. Как устроена термопарная вакуумная лампа и каков принцип ее работы?

4. Описать метод определения R , используемый в данной работе.

5. Имеет ли смысл при точности проводимых в работе измерений определять массу колбы, используя максимальную чувствительность весов?

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ГАЗАХ

Явления переноса обусловлены необратимыми процессами, возникающими в неравновесных системах. Равновесное состояние рассматриваемой системы характеризуется тем, что при постоянных внешних условиях неизменны во времени и во всех точках занимаемого пространства такие величины, как давление, температура, число молекул и т. д. Все явления переноса имеют в основе своей общие закономерности, связанные со стремлением системы к равновесному состоянию.

Незначительное отклонение системы от состояния равновесия приводит к возникновению потоков, связанных с переносом массы (явление диффузии), энергии (явление теплопроводности), импульса (явление вязкости). Согласно молекулярно-кинетической теории молекулы газа находятся в непрерывном и хаотическом движении, соударяясь между собой огромное количество раз. В результате соударений между молекулами происходит обмен так называемыми молекулярными признаками: массой, импульсом и энергией, которые переносятся из одного места системы в другое самими молекулами в результате их движения и столкновения. Таким образом, молекулы одного сорта перемешиваются с молекулами другого, быстрые молекулы передают часть своего импульса медленным, а молекулы из горячей области пространства попадают в холодную. Вследствие этого происходит, как говорят, перенос определенного молекулярного признака, который в зависимости от этого признака и вызывает соответствующее явление: диффузию, вязкость или теплопроводность.

Диффузией называется процесс проникновения двух или более веществ друг в друга. Каждый из компонентов переходит из области с большей концентрации в область с меньшей концентрацией. Если явление диффузии рассматривается в отношении однокомпонентного газа, в котором присутствует пространственный градиент числовой плотности, то оно называется самодиффузией.

Вязкостью называется свойство газа или жидкости, заключающееся в выравнивании скорости соприкасающихся слоев, движущихся с разной скоростью за счет перехода более быстрых молекул из слоя, движущегося с большей скоростью, в медленный слой и, наоборот, медленных молекул в быстродвижущийся слой.

Процесс переноса энергии из одной области газа в другую называется теплопроводностью.

Феноменологические законы переноса записываются следующим образом:

$$\vec{I} = -D\vec{\nabla}n - \text{закон Фика},$$

$$\vec{q} = -\lambda\vec{\nabla}T - \text{закон Фурье},$$

$$f_y = -\eta \frac{du_y}{dx} - \text{закон Ньютона}.$$

Здесь u_y – гидродинамическая скорость газа вдоль оси y , n – числовая плотность, T – температура газа.

Выражение для плотности потока импульса \vec{f} в общем случае выглядит достаточно сложно, так как требует знания тензорного анализа.

Величина \vec{I} называется плотностью потока диффузии, а \vec{q} – плотностью потока тепла (энергии). Кинетические коэффициенты D , λ , η называются коэффициентами диффузии, теплопроводности и вязкости соответственно:

$$D = \frac{1}{3}\bar{v}\bar{l} = \frac{2}{3\pi} \frac{\sqrt{\pi mkT}}{nm\pi\sigma^2},$$

$$\lambda = \frac{1}{3}\bar{v}\bar{l}c_v n = \frac{2}{3\pi} \frac{\sqrt{\pi mkT}}{\pi\sigma^2} \frac{c_v}{m},$$

$$\eta = \frac{1}{3}\bar{v}\bar{l}nm = \frac{2}{3\pi} \frac{\sqrt{\pi mkT}}{\pi\sigma^2}.$$

Здесь \bar{v} – средняя скорость теплового движения молекул газа, \bar{l} – средняя длина свободного пробега молекул, ρ – плотность газа,

c_v – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, m – масса молекулы газа, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, σ – эффективный диаметр молекулы.

Из этих соотношений следует, что

$$\frac{\eta}{nmD} = 1, \quad \frac{\eta c_v}{\lambda m} = 1, \quad \frac{Dnc_v}{\lambda} = 1,$$

или, учитывая, что $mn = \rho$ – плотность газа, получим

$$\frac{\eta}{\rho D} = 1, \quad \frac{\eta C_v}{\lambda} = 1, \quad \frac{\rho DC_v}{\lambda} = 1.$$

Более точные вычисления для молекул, представляемых в виде твердых сфер, дают для коэффициентов следующее:

$$D = \frac{3}{8} \frac{\sqrt{\pi mkT}}{nm\pi\sigma^2}, \quad \eta = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi mkT}}{\pi\sigma^2}, \quad \lambda = \frac{25}{32} \frac{\sqrt{\pi mkT}}{\pi\sigma^2} C_v,$$

$$\frac{\eta}{\rho D} = \frac{5}{6}, \quad \frac{\eta C_v}{\lambda} = \frac{2}{5}, \quad \frac{\rho DC_v}{\lambda} = \frac{12}{25}.$$

Наличие данной связи между коэффициентами процессов переноса обусловлена одинаковостью физической природы процессов переноса и тем, что все они описываются уравнениями одинакового вида, связанного с наличием градиента соответствующего молекулярного признака.

Лабораторная работа 9

Измерение коэффициента теплопроводности газов по скорости охлаждения нагретой нити

В состоянии равновесия температура T во всех точках системы одинакова. При отклонении температуры от равновесного значения в некоторой области в системе возникает движение теплоты в таких направлениях, чтобы сделать температуру всех частей

системы одинаковой. Связанный с этим движением перенос теплоты называется теплопроводностью.

Учение о теплопроводности начало развиваться во второй половине XVIII в. и получило свое завершение в работах Жана Батиста Жозефа Фурье, опубликовавшего в 1822 г. монографию «Аналитическая теория теплоты».

Механизм теплопроводности в газах представляется следующим образом. В более нагретых частях тела средняя энергия молекул газа больше, чем в менее нагретых. При взаимодействии молекул между собой происходит обмен энергией между ними и ее перенос.

Если тело, между различными частями которого существует разность температур, изолировано от источников тепла, то процесс теплопроводности приводит к выравниванию температуры и установлению термодинамического равновесия. В этом случае говорят о процессе нестационарной теплопроводности. Если же разность температур поддерживается постоянной за счет постоянного притока энергии, то теплопроводность к выравниванию температуры не приводит. В этом случае в теле происходит постоянный перенос энергии от более нагретой части тела к менее нагретой за счет того, что в одной части тела действует источник энергии, а в другой существует сток энергии. В этом случае говорят о процессе стационарной теплопроводности.

Целью настоящей работы является ознакомление с нестационарным методом измерения коэффициента теплопроводности газов и их смесей по скорости охлаждения нагретой нити.

Основы нестационарного метода измерения теплопроводности газов

Рассмотрим случай одномерного распространения тепла в бесконечном объеме газа. Согласно основному закону теплопроводности (закону Фурье) плотность теплового потока q_x вдоль оси x пропорциональна градиенту температуры (dT/dx), взятому с обратным знаком:

$$q_x = -\lambda \frac{dT}{dx}. \quad (1)$$

Смысл коэффициента теплопроводности λ состоит в том, что он численно равен плотности теплового потока, т. е. количеству тепла, проходящего в единицу времени через единицу площади, перпендикулярной к направлению переноса тепла, при градиенте температуры, равном единице. Для модели идеального газа коэффициент теплопроводности равен

$$\lambda = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{l} \rho C_v = \frac{2}{3\pi} \frac{\sqrt{\pi m k T}}{\pi \sigma^2} C_v. \quad (2)$$

Здесь \bar{v} – средняя скорость теплового движения молекул газа, \bar{l} – средняя длина свободного пробега молекул, ρ – плотность газа, C_v – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, m – масса молекулы газа, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, σ – эффективный диаметр молекулы. Кинетическая теория газов приводит к результату

$$\bar{l} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi n \sigma^2}, \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},$$

где n – концентрация молекул или число молекул в единице объема. Из последних двух формул видно, что произведение $\bar{l} \rho$ не зависит от давления, а $\bar{v} \sim \sqrt{T}$ и C_v также не зависят от давления, поэтому можно заключить, что коэффициент теплопроводности не зависит от давления, что хорошо подтверждается экспериментом, и увеличивается пропорционально корню квадратному из температуры.

Следует заметить, что легкие газы обладают значительно большей теплопроводностью, чем тяжелые. Это подтверждается опытом. Например, кислород имеет теплопроводность при нормальных условиях $\lambda = 0,024$ Вт/(мК), а водород – $\lambda = 0,176$ Вт/(мК).

Существует целый ряд экспериментальных методов определения коэффициента теплопроводности газов. Наиболее распространенным является стационарный метод нагретой нити, суть которого сводится к определению теплового потока от нагретой нити в газовую среду. В данной работе для измерения теплопроводности используется нестационарный метод нагретой нити с исполь-

зованием высокочастотного RC -генератора для регистрации малых изменений температуры нити.

Процессы теплопроводности, когда поле температуры в теле изменяется не только в пространстве, но и во времени, называют нестационарными. Нестационарные тепловые процессы всегда связаны с изменением внутренней энергии тела.

Рассмотрим два коаксиальных цилиндра – внутренний радиусом R_1 и наружный радиусом R_2 . Между этими цилиндрами находится газ, через него происходит передача тепла от внутреннего цилиндра, который остывает и имеет температуру $T(t)$, где t – время, к внешнему цилиндру с температурой $T_0 = \text{const}$. Предполагаем, что передача тепла происходит только в радиальном направлении и длина цилиндров l существенно больше их диаметров, так что цилиндры можно считать бесконечными. Это дает нам право пренебречь передачей тепла с торцов цилиндров. Кроме того, считаем, что основной механизм передачи тепла между цилиндрами – это механизм теплопроводности.

Тогда, согласно закону теплопроводности Фурье, для величины теплового потока Q можно записать

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dr} F, \quad (3)$$

где F – боковая поверхность цилиндра. В цилиндрической системе координат величина градиента равна

$$\frac{dT}{dr} = \frac{T(t) - T_0}{\ln(R_2/R_1)} \frac{1}{r}. \quad (4)$$

Отсюда

$$Q = -\frac{2\pi\lambda l \theta(t)}{\ln(R_2/R_1)}, \quad \theta(t) = T(t) - T_0. \quad (5)$$

Нестационарная теплопроводность в чистом виде (в отсутствие внутренних источников тепла) описывается в декартовой системе координат дифференциальным уравнением вида

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (6)$$

где $a = \lambda / (C_p \rho)$ – коэффициент температуропроводности, являющийся мерой теплоинерционных свойств тела.

Решение данного дифференциального уравнения нестационарной теплопроводности представимо в виде ряда

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n u_n C^{-m_n t}, \quad (7)$$

где A_n – постоянный коэффициент, свой для каждого члена ряда, не зависящий ни от координат, ни от времени, который находится из начальных условий; u_n – функция только координат.

Однако, как следует из анализа этого решения, с некоторого времени $t > t_0$ (t_0 – начальный момент времени) начальные условия начинают играть второстепенную роль и процесс полностью определяется только условиями охлаждения на границе тела и среды, физическими свойствами тела и его геометрической формой и размерами. В этом случае температурное поле описывается лишь первым членом ряда (7), т. е.

$$\theta = A_1 u_1 e^{-m_1 t}. \quad (8)$$

Это соотношение показывает, что изменение избыточной температуры θ как в пространстве, так и во времени не зависит от начального распределения температуры. Такой режим нестационарной теплопроводности называют *регулярным режимом*.

Логарифмируя выражение (8) и опуская индексы, получим

$$\ln \theta = -mt + c(x, y, z). \quad (9)$$

После дифференцирования обеих частей уравнения (9) получим

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial t} = -m = \text{const}. \quad (10)$$

Величина m имеет размерность $[1/c]$ и называется *темпом охлаждения*. При наступлении регулярного режима темп охлаждения не зависит ни от координат, ни от времени и является величиной, постоянной для всех точек тела. Темп охлаждения, как это следует из уравнения (10), характеризует относительную скорость изменения температуры в теле и зависит только от физических свойств тела, процесса охлаждения на его поверхности, геометрической формы и размеров тела.

Итак, регулярный режим охлаждения (нагрева) тел характеризуется тем, что изменение температурного поля во времени описывается простой экспонентой, относительная скорость охлаждения m для всех точек тела остается постоянной, не зависящей ни от координат, ни от времени.

Если экспериментально определить изменение избыточной температуры θ во времени t и построить зависимость $\ln \theta$ от t , то это будет прямая линия, тангенс угла наклона которой является темпом охлаждения:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\ln \theta_2 - \ln \theta_1}{t_2 - t_1} = m = \text{const.} \quad (11)$$

Именно эта экспериментальная методика и принята за основу в настоящей лабораторной работе.

Для того чтобы найти зависимость темпа охлаждения m от физических свойств тела (в частности, от теплопроводности), его геометрической формы и размеров, а также от условий теплообмена на поверхности тела, проведем анализ уравнения теплового баланса применительно к рассматриваемой цилиндрической геометрии.

Изменение внутренней энергии тела (в нашем случае внутреннего цилиндра) при его остывании за время dt равно

$$dQ = -C_p V \frac{\partial \theta}{\partial t} dt, \quad (12)$$

где V – объем внутреннего цилиндра, $V = \pi R_1^2 l$. С другой стороны, за тот же промежуток времени dt все тепло должно быть отведено

с боковой поверхности внутреннего цилиндра за счет теплопроводности газа к внешнему цилиндру:

$$dQ = -\lambda \left(\frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \bigg|_{R_1} 2\pi R_1 l dt = -\lambda \frac{\theta}{\ln(R_2/R_1)} \frac{1}{R_1} 2\pi R_1 l dt. \quad (13)$$

Приравнявая выражения (12) и (13), получим уравнение теплового баланса

$$C \rho \pi R_1^2 l \frac{\partial \theta}{\partial t} dt = -\lambda \frac{\theta}{\ln(R_2/R_1)} \frac{1}{R_1} 2\pi R_1 l dt, \quad (14)$$

откуда

$$\lambda = \frac{1}{2} \rho C R_1^2 \ln \frac{R_2}{R_1} m_\lambda, \quad (15)$$

где $m_\lambda = m = -\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial t}$ – темп охлаждения внутреннего цилиндра за счет чистой теплопроводности в газе.

Таким образом, выражение (15) показывает связь между коэффициентом теплопроводности газа и темпом охлаждения и является основой для расчета коэффициента теплопроводности газа по рассматриваемой методике.

Описание экспериментальной установки

В данной работе для измерения теплопроводности газов используется нестационарный метод нагретой нити с применением высокочастотного RC-генератора для регистрации малых изменений температуры остывающего тела. Данный метод позволяет использовать его для измерения теплопроводности не только чистых газов, но и их смесей.

Принципиальная схема установки, с помощью которой реализуется в настоящей работе нестационарный метод измерения теплопроводности газов, изображена на рис. 9.1.

Главным элементом устройства является тепловой датчик (ТД), представляющий собой стеклянную (для наглядности) трубку

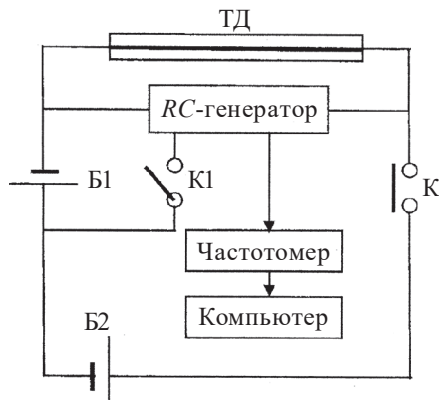


Рис. 9.1. Принципиальная схема установки:

ТД – тепловой датчик с камерой; Б1 – блок питания RC -генератора;
 Б2 – блок нагрева нити камеры датчика; К1 – тумблер включения RC -генератора;
 К – кнопка подачи нагревающего импульса тока на нить датчика

с внутренним радиусом R_2 (внешний цилиндр), по оси которой натянута тонкая ($R_1 = 0,1$ мм) никелевая нить (внутренний цилиндр). Между цилиндрами находится исследуемый газ (воздух). Концы нити связаны через кнопку К с источником напряжения Б2 для подачи нагревающего импульса на нить с одной стороны, с другой к ним подсоединен RC -генератор со своим источником питания Б1 и тумблером включения. Изменение сопротивления нити теплового датчика влияет на генерируемую частоту RC -генератора, измеряемую частотомером двухканального устройства регистрации и документирования временной зависимости частоты сигналов от времени и запоминаемую в памяти персонального компьютера.

В произвольный момент времени при нажатии кнопки К нить нагревается по отношению к газовой среде на 1–5 К и после размыкания кнопки начинает остывать, рассеивая тепло в газ. При этом электрическое сопротивление нити, линейно связанное с ее температурой, меняется, изменяя частоту RC -генератора, также линейно связанную с сопротивлением нити. Таким образом, по скорости изменения частоты RC -генератора можно судить о скорости остывания нити и определять теплопроводность исследуемого газа, т. е. в данной работе использован косвенный способ измерения температуры.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой. Включить приборы и дать им прогреться в течение 15–20 мин.

Внимание! Питание приборов осуществляется напряжением 220 В. Соблюдайте осторожность при работе!

Уточнение расчетной формулы. Для малых перепадов температуры между нитью и газом в регулярном режиме остывания нити справедливо следующее соотношение:

$$\frac{\theta}{\theta_{\max}} = \frac{\Delta R}{\Delta R_{\max}} = \frac{\Delta f}{\Delta f_{\max}} = \exp(-m_{\lambda} \Delta t), \quad (16)$$

где θ_{\max} , ΔR_{\max} , Δf_{\max} – максимальное изменение температуры, сопротивления и частоты RC -генератора по отношению к начальному значению нагретой нити; θ , ΔR , Δf – текущее изменение температуры, сопротивления и частоты RC -генератора по отношению к начальному значению нагретой нити; Δt – время процесса; m_{λ} – темп охлаждения нити.

Поскольку Δf и соответствующее ему значение Δt и Δf_{\max} могут быть измерены в процессе эксперимента, то можно легко определить темп охлаждения нити m_{λ} . Так как в эксперименте измеряется суммарный темп охлаждения нити $m = m_{\lambda} + m_0$, где m_0 – темп охлаждения нити в отсутствие газа, т. е. в вакууме, то расчетная формула для вычисления теплопроводности газа примет вид

$$\lambda = \frac{1}{2} \rho C R_1^2 \ln \frac{R_2}{R_1} (m - m_0). \quad (17)$$

Полагая для экспериментального устройства величину

$$\gamma = \frac{1}{2} \rho C R_1^2 \ln \frac{R_2}{R_1} = \text{const},$$

получим

$$\lambda = \gamma (m - m_0). \quad (18)$$

Формулы (16) и (18) являются расчетными для нахождения коэффициента теплопроводности газа в данной работе. Величины γ и m_0 считаются известными, они указаны на экспериментальной установке.

Задание. В настоящей работе необходимо измерить величину коэффициента теплопроводности воздуха при условиях, близких к нормальным ($T = 300$ К, $P = 1$ бар).

1. Включить тумблер К1 RC-генератора.
2. На рабочем столе компьютера с операционной системой Windows открыть программу «Частотомер 2».
3. Установить начальные пределы измерения (0.85–1.05) МГц (в дальнейшем для лучшей визуализации их можно корректировать). Время счета 0,1 с.
4. Кнопкой К подать импульс нагрева на нить. Время нагрева (длительность импульса) в разных опытах можно менять от 5 до 10 с.
5. Прекратить нагрев нити (отпустить кнопку К) и одновременно нажать на кнопку (на компьютере) «Начать запись».
6. Подождать до момента, когда частота будет меняться только в последнем разряде (это значение частоты в серии назовем f_∞).
7. Нажать на кнопку «Окончить запись».
8. Нажатие кнопки «Сохранить в файл» позволяет сохранить результаты измерения частоты в формате Microsoft Excel. Файл сохраняется в созданную папку на рабочем столе (название папки – «Группа», название файла – «Фамилия И.О. №»). Скопировать сохраненные файлы на внешний USB-накопитель.

Примечание. Результаты измерения записываются в ячейки таблицы Microsoft Excel в текстовом формате. Для оперирования ими как данными необходимо преобразовать текстовый формат в числовой. Следует также учесть, что необходимо строить частоту в килогерцах для этого все значения следует разделить на 1000. Для преобразования формата нужно выделить соответствующие ячейки и щелкнуть мышью соответствующий пункт списка в ярлычке с восклицательным знаком, появившимся возле выделенных данных.

9. Повторить пп. 4–8 3–5 раз.

10. Для каждого эксперимента построить график зависимости Δf от Δt , где $\Delta f = f_{\infty} - f_k$ ($k = 3, 4, 5, \dots$), k – номер значения частоты в серии; $\Delta t = (k-2)\tau$, τ – временной интервал между последовательными значениями изменения частоты. Лучше всего это сделать методом наименьших квадратов (эта программа установлена на компьютерах в лаборатории).

Используя формулу (16), путем аппроксимации экспериментальных данных по построенной зависимости Δf от Δt в методе наименьших квадратов определить темп охлаждения и среднеквадратичную ошибку (СКО = S_m) во всех экспериментальных сериях.

11. Найти среднее значение темпа охлаждения из серий экспериментов

$$\bar{m} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{n}.$$

12. Найти наибольшее значение среднеквадратической ошибки (СКО = S_m) из серий экспериментов и по нему определить погрешность для значения темпа охлаждения Δ_m :

$$\Delta m = S_m \cdot t_{an}, \quad (19)$$

где t_{an} – коэффициент Стьюдента; n – число экспериментальных серий ($n = 3-5$).

13. По формуле (18) определить среднее значение коэффициента теплопроводности исследуемого газа $\bar{\lambda}$.

14. Определить систематическую погрешность измерения коэффициента теплопроводности по формуле

$$\Delta_c \lambda = \bar{\lambda} \sqrt{\left[\frac{\Delta_c \gamma}{\gamma} \right]^2 + \left[\frac{\Delta_c m}{\bar{m} - m_0} \right]^2 + \left[\frac{\Delta_c m_0}{\bar{m} - m_0} \right]^2}. \quad (20)$$

15. Сравнить полученное значение со справочными данными. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Каков механизм передачи тепла в газе с точки зрения молекулярно-кинетических представлений?
2. Что такое коэффициент теплопроводности газа, его физический смысл и размерность?
3. В чем сущность нестационарного метода нагретой нити? Для чего использован *РС*-генератор?
4. При каких условиях реализуется регулярный режим нестационарной теплопроводности?
5. Каков физический смысл темпа охлаждения?

Лабораторная работа 10

Измерение коэффициента диффузии газа

Диффузией называется явление проникновения двух или нескольких соприкасающихся веществ друг в друга. Процесс диффузии возникает в газе (так же как и в любом другом веществе), если газ неоднороден по составу, т. е. состоит из двух или нескольких различных компонентов, концентрация которых изменяется от точки к точке. Процесс диффузии заключается в том, что каждый из компонентов смеси переходит из тех частей объема газа, где его концентрация больше, туда, где она меньше, т. е. в направлении уменьшения концентрации.

Всякий процесс, при котором параметры системы, участвующей в нем, с течением времени изменяются, называется нестационарным процессом, в отличие от стационарного процесса, при котором величины, характеризующие систему, не изменяются со временем. Диффузия, приводящая к выравниванию концентрации, т. е. к изменению разностей концентраций и самих концентраций компонентов, называется нестационарной диффузией. Можно себе представить и стационарную диффузию, когда тем или иным искусственным путем разность концентраций смеси поддерживается неизменной. Для этого нужно, например, в одну часть сосуда непрерывно добавлять данный компонент, а из другой части сосуда отбирать его в таком же количестве.

Целью настоящей работы является ознакомление с явлением диффузии газов, измерение коэффициента диффузии паров этилового спирта в воздухе при атмосферном давлении, а также ознакомление с экспериментальной методикой измерения коэффициента диффузии паров жидкостей.

Основы метода измерения коэффициента диффузии паров жидкостей

Согласно основному закону диффузии (закону Фика) плотность диффузионного потока какого-либо компонента (сорта молекул) пропорциональна градиенту концентрации этого компонента, взятому с обратным знаком:

$$I_x = -D \frac{dn}{dx}. \quad (1)$$

Смысл коэффициента диффузии D состоит в том, что он численно равен плотности диффузионного потока, т. е. количеству диффундирующего компонента, проходящего в единицу времени через единицу площади, перпендикулярной к направлению диффузии, при градиенте концентрации, равном единице. Для модели идеального газа коэффициент диффузии равен

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{l} = \frac{2}{3\pi} \frac{\sqrt{\pi m k T}}{n \pi \sigma^2}. \quad (2)$$

При фиксированной температуре величина \bar{v} является постоянной, а средняя длина свободного пробега $\bar{l} \sim 1/P$. Следовательно, при постоянной температуре $D \sim 1/P$. С другой стороны, при фиксированном давлении $\bar{l} \sim T$, а тепловая скорость молекул $\bar{v} \sim \sqrt{T}$. Следовательно, при постоянном давлении коэффициент диффузии $D \sim T^{3/2}$. Эти заключения были тщательно проверены в экспериментах. Соотношение $DP = \text{const}$ соблюдается в довольно широком интервале давлений для не очень плотных газов с точностью до нескольких процентов. В зависимости от температуры D растет несколько быстрее, чем $T^{3/2}$, что объясняется дополнительным

уменьшением σ с увеличением T , приводящим к дополнительному увеличению \bar{l} .

Коэффициент диффузии для многих газов в воздухе при нормальных условиях имеет порядок $D \sim 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, как это следует из (2), если учесть, что для них $\bar{l} \sim 10^{-8} \text{ м}$, $\bar{v} \sim 500 \text{ м/с}$. Если плотность потока диффундирующего компонента выражать его массой в килограммах, протекающей через 1 м^2 площади в единицу времени s , то парциальная концентрация компонента в этом случае будет представлять собой парциальную плотность компонента $\rho = \pi m$. Уравнение (1) в этом случае примет вид

$$I_x = -D \frac{d\rho}{dx}. \quad (3)$$

При стационарной диффузии градиент концентраций остается постоянным (неизменным во времени), поэтому постоянен и диффузионный поток. При нестационарной диффузии градиент концентраций изменяется (концентрации выравниваются). Соответственно этому изменяется со временем и диффузионный поток.

Пусть в сосуде с газом (воздухом) находится капля жидкости радиусом R , плотность паров этой жидкости вдали от капли (на бесконечности) ρ''_∞ , на поверхности капли ρ''_0 , причем $\rho''_0 > \rho''_\infty$ (капля испаряется). Тогда убыль массы капли M в единицу времени в соответствии с (3) может быть представлена в сферической системе координат в виде

$$-\frac{dM}{dt} = -D \frac{d\rho''}{dr} 4\pi r^2. \quad (4)$$

После интегрирования этого выражения получим

$$-\frac{dM}{dt} = 4\pi DR(\rho''_0 - \rho''_\infty). \quad (5)$$

Если допустить $\rho''_\infty = 0$, что может быть достигнуто применением поглотителя паров вдали от капли, то (5) можно привести к виду

$$-\frac{dM}{dt} = 4\pi DR\rho''_0. \quad (6)$$

Из уравнения состояния идеального газа

$$\rho_0'' = \frac{P_0 \mu}{R_0 T_0}. \quad (7)$$

Здесь P_0 – давление паров жидкости на поверхности капли (давление насыщенного пара при температуре T_0); T_0 – температура поверхности капли; μ – молярная масса жидкости; R_0 – универсальная газовая постоянная.

Подставляя значение ρ_0'' из (7) в (6), получим выражение для определения коэффициента диффузии

$$D = -\frac{R_0 T_0}{4\pi \mu P_0} \frac{1}{R} \frac{dM}{dt}. \quad (8)$$

Масса капли равна $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$, где ρ – плотность жидкости, поэтому $\frac{dM}{dt} = 4\pi R^2 \rho \frac{dR}{dt}$. Но $\frac{dR^2}{dt} = 2R \frac{dR}{dt}$, тогда коэффициент диффузии равен

$$D = -\frac{R_0 T_0 \rho}{2P_0 \mu} \frac{dR^2}{dt}. \quad (9)$$

Учтем, что $R^2 = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{2/3}$, $\frac{dR^2}{dt} = \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{2/3} \frac{d(M)^{2/3}}{dt}$. Отсюда получаем окончательное выражение для определения коэффициента диффузии

$$D = -\frac{1}{2} \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{2/3} \frac{R_0}{\mu} \frac{T_0 \rho^{1/3}}{P_0} \frac{d(M)^{2/3}}{dt}. \quad (10)$$

Чтобы воспользоваться им, необходимо знать: а) скорость испарения капли $d(M)^{2/3}/dt$; б) давление P_0 ; в) температуру поверхности испаряющейся капли $T_0 = T_{\text{комн}} - \Delta T$, где ΔT определяется по психрометру.

Описание экспериментальной установки

В данной работе использован относительный весовой метод измерения массы испаряющейся капли жидкости (рис. 10.1).

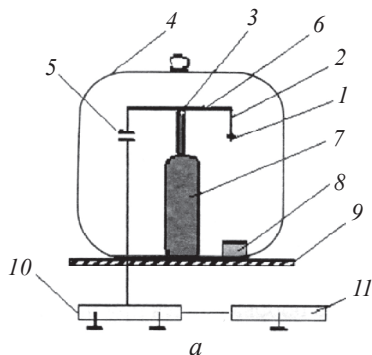


Рис. 10.1. Экспериментальная установка:

а – принципиальная схема установки:

1 – капля; *2* – подвес; *3* – пружина; *4* – стеклянный колпак; *5* – конденсатор;

6 – коромысло; *7* – стойка; *8* – кювета для капель;

9 – подставка под стеклянный колпак; *10* – задающий LC-генератор;

11 – компьютер (частотомер); *12* – психрометр;

б – внешний вид установки

Суть относительного весового метода, применяемого в настоящей работе, следующая. Капля помещается шприцем на подвес, который крепится к плечу коромысла, припаянного в средней части

к пружине, изготовленной из упругого материала (фосфористая бронза). Второе плечо коромысла заканчивается круглой пластинкой, служащей обкладкой конденсатора.

При изменении массы капли изменяется зазор между обкладками конденсатора. Это вызывает изменение емкости, которая, как известно, зависит от величины зазора. Конденсатор является составной частью задающего частоту LC -генератора, поэтому изменение его емкости влияет на генерируемую частоту. Это изменение частоты регистрируется компьютером. При этом множитель $dM^{3/2}/dt$ в (10) будет пропорционален изменению генерируемой частоты: $dM^{3/2}/dt \sim df/dt$.

Весы крепятся на стойке, и вся система помещается под стеклянный колпак на тарелке. Для поддержания постоянного градиента концентрации при испарении капли следует использовать поглотитель паров жидкости (силикагель), нанесенный по внутренней поверхности сферы. Однако его использование и, главное, его регенерация требуют существенного усложнения экспериментальной установки.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой. Включить компьютер. В настоящей работе необходимо измерить величину коэффициента диффузии паров этилового спирта (C_2H_5OH) в воздухе.

Ход работы. Измерения. В настоящей работе необходимо измерить величину коэффициента диффузии паров этилового спирта (C_2H_5OH) в воздухе.

1. На рабочем столе компьютера с операционной системой Windows открыть программу «Частотомер 1».
2. Установить начальные пределы измерения (8,5–9,5) МГц (в дальнейшем для лучшей визуализации их можно корректировать). Время счета 10 с.
3. Аккуратно, не задевая весов, снять стеклянный колпак с тарелки. Навесить шприцем каплю этилового спирта, не дотрагиваясь

иглой до подвеса. При навешивании капли подставлять на тарелку под навес кювету для случайно оборвавшихся при навешивании капель.

4. Убрать кювету. Поставить колпак на тарелку. Убедиться, что капля висит на подвесе.

5. Нажать на кнопку «Начать запись».

6. Подождать до момента, когда форма капли на подвесе будет заметно отличаться от сферической. Нажать на кнопку «Окончить запись».

7. Нажатие кнопки «Сохранить в файл» позволяет сохранить результаты измерения частоты в формате Microsoft Excel. Файл сохраняется в созданную папку на рабочем столе (название папки – «Группа», название файла – «Фамилия И.О. №»). Скопировать сохраненные файлы на внешний USB-накопитель.

8. Повторить действия, описанные в пп. 3–7, 3–5 раз.

Для каждого опыта построить в Microsoft Excel график зависимости частоты от времени $f = f(t)$. При построении графика в Microsoft Excel использовать временной участок, на котором частота f спадает с течением времени. В Excel убрать на графике крайние точки, отклоняющие линию от прямой. С помощью опции «формат линии тренда» определить величину df/dt .

Примечание 1. Результаты измерения записываются в ячейки таблицы Microsoft Excel в текстовом формате. Для оперирования ими как данными необходимо преобразовать текстовый формат в числовой. Следует также учесть, что необходимо строить частоту в килогерцах, для этого все значения следует разделить на 1000. Для преобразования формата нужно выделить соответствующие ячейки и щелкнуть мышью нужный пункт списка в ярлычке с восклицательным знаком, появившимся возле выделенных данных.

Примечание 2. При построении линии тренда в Microsoft Excel используется так называемая величина «достоверность аппроксимации» R^2 . Она связана со средним квадратичным отклонением формулой

$$S_Y = \sqrt{(1 - R^2) \frac{SST}{n(n-1)}}, \quad SST = (\sum_j Y_j^2) - \frac{(\sum_j Y_j)^2}{n},$$

где n – количество измерений; Y_j – измеряемая величина.

Примечание 3. Для каждого опыта лучше построить график зависимости частоты от времени $f = f(t)$ по методу наименьших квадратов (МНК). При этом получается значение df/dt и среднеквадратичное отклонение (СКО) для df/dt , а не достоверность аппроксимации, как в Microsoft Excel. По СКО можно сразу определить случайную погрешность для df/dt , что упрощает расчеты.

Работа с психрометром. Смочить водой помещенный на психрометре влажный термометр и по установившимся показаниям влажного термометра определить температуру T_0 . За давление паров спирта на поверхности капли (P_0) принять давление насыщенного пара спирта при температуре T_0 . Пользуясь справочным материалом, прилагаемым к работе, найти значения P_0 и ρ . Плотность спирта ρ берется из таблицы, она должна соответствовать T_0 .

Расчет коэффициента диффузии. Расчет D производится по формуле (1.10), представленной в виде

$$D = -\frac{1}{2} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{2/3} \frac{R_0}{\mu} \frac{T_0 \rho^{1/3}}{P_0} \frac{df}{dt} S, \quad (11)$$

где df/dt – скорость изменения частоты (находится из обработки экспериментальной зависимости $f = f(t)$ методом наименьших квадратов); S – чувствительность весов (указана на экспериментальной установке).

Экспериментальный материал желательно представить в виде таблицы.

Экспериментальные данные

Начальные условия проведения эксперимента $T_{\text{комн}} =$, $P_0 =$, $\rho =$.

t , с	f , кГц	df/dt , кГц/с

Далее требуется:

1. Определить относительную случайную, а затем систематическую погрешность измерения коэффициента диффузии по формуле

$$\frac{\Delta_c D}{D} = \sqrt{\left[\frac{\Delta_c T_0}{T_0} \right]^2 + \frac{1}{3} \left[\frac{\Delta_c \rho}{\rho} \right]^2 + \left[\frac{\Delta_c P_0}{P_0} \right]^2 + \left[\frac{\Delta_c S}{S} \right]^2 + \left[\frac{\Delta_c (df/dt)}{df/dt} \right]^2}. \quad (12)$$

2. Определить абсолютную погрешность измерения и записать результат.

3. Сравнить полученный результат со справочными данными. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит сущность явления диффузии в газах, твердых телах, жидкостях? Дайте определение стационарным и нестационарным процессам диффузии.

2. Запишите феноменологический закон диффузии Фика. В чем состоит физический смысл коэффициента диффузии? Может ли коэффициент диффузии быть отрицательной величиной?

3. Как зависит коэффициент диффузии газов от давления и температуры? Подумайте, как лучше всего с физической точки зрения организовать диффузионный процесс.

4. При измерении диффузии паров спирта в воздухе, как правило, результаты эксперимента лучше согласуются со справочными данными, чем при измерении диффузии паров воды в воздухе. С чем это связано?

5. При испарении капли происходит понижение ее температуры. Почему? Что будет происходить при конденсации пара в капле?

Лабораторная работа 11

Вязкость и молекулярные характеристики воздуха

Вязкость или внутреннее трение в газах обуславливается переносом импульса молекул поперек направления движения слоев газа, имеющих различные скорости. В результате теплового движения молекулы перелетают из одного слоя газа в другой, переноса при этом свой импульс упорядоченного движения из одного слоя в другой (см. «От авторов»). В результате обмена молекулами между слоями, движущимися с различными скоростями, импульс упорядоченного движения быстрее движущегося слоя уменьшается, а медленнее движущегося – увеличивается. Это означает, что быстрее движущийся слой тормозится, а медленнее движущийся – уско-

ряется. В этом и состоит механизм возникновения силы внутреннего трения между слоями газа, движущимися с различными скоростями.

Целью настоящей работы является ознакомление с предлагаемым методом измерения вязкости воздуха и некоторых молекулярных характеристик.

Основы метода измерения коэффициента вязкости и вычисления молекулярных характеристик воздуха

Согласно основному закону вязкости (закону Ньютона) сила, действующая на единицу площади, параллельной движению газа, пропорциональна градиенту проекции скорости в направлении, перпендикулярном движению:

$$f_y = -\eta \frac{\partial u_y}{\partial x}. \quad (1)$$

Смысл коэффициента вязкости (просто вязкости) состоит в том, что он численно равен силе, действующей на единицу площади, параллельной движению газа, при единичном градиенте проекции скорости в перпендикулярном движению направлении.

Для модели идеального газа коэффициент вязкости равен

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{l} \rho = \frac{2}{3\pi} \frac{\sqrt{\pi m k T}}{\pi \sigma^2}. \quad (2)$$

Поскольку произведение $\bar{l} \rho$ не зависит от давления ($\bar{l} \sim 1/P$ и $\rho \sim P$), а $\bar{v} \sim \sqrt{T}$ и также не зависит от давления, то можно заключить, что вязкость не зависит от давления. Когда Максвелл впервые пришел к этому выводу, он был так удивлен, что подверг его экспериментальной проверке, наблюдая затухание колебаний маятника в газах различной плотности. К его удовлетворению, вывод оказался верным. Интересно также и то, что в противоположность коэффициенту вязкости жидкостей коэффициент вязкости газов растет с ростом температуры приблизительно пропорционально \sqrt{T} .

Единицей измерения вязкости является $1 \text{ Па} \cdot \text{с} = 1 \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2 = 1 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$. Вязкость газов при температуре 20°C и атмосферном давлении ($101,3 \text{ кПа}$) имеет порядок $10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Например, вязкости воздуха, гелия, кислорода и водорода равны соответственно $1,82 \cdot 10^{-5}$; $1,96 \cdot 10^{-5}$; $2,02 \cdot 10^{-5}$ и $0,88 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Введенное понятие коэффициента вязкости справедливо для слоистого, или ламинарного, движения газа, которое имеет место тогда, когда траектории соседних элементов газа (элемент – это макроскопический небольшой объем газа) мало отличаются друг от друга. Течение газа, при котором его элементы совершают неустойчившиеся неупорядоченные движения по сложным траекториям, называется турбулентным. При турбулентном течении происходит интенсивное перемешивание слоев жидкости.

Турбулентное течение возникает в результате потери устойчивости ламинарным течением при достаточно больших числах Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{\rho u d}{\eta}, \quad (3)$$

где u – скорость потока; d – характерный размер течения (например, диаметр трубы при течении жидкости в трубе). Критическое число Рейнольдса $\text{Re}_{\text{кр}}$, соответствующее переходу ламинарного течения в турбулентное, для гладких круглых труб равно $\text{Re}_{\text{кр}} \approx 2300$.

При движении газа в цилиндрической трубе поток на начальном участке трубы состоит из двух частей – пограничного слоя у стенки и невозмущенного ядра, в пределах которого скорость газа во всех точках данного поперечного сечения одинакова (рис. 11.1, а). По мере удаления от входа в трубу толщина пограничного слоя увеличивается (рис. 11.1, б) до тех пор, пока на расстоянии L_p он не заполнит все поперечное сечение трубы (рис. 11.1, в).

Начальный участок длиной L_p называется участком гидродинамической стабилизации, а течение жидкости за этим участком – стабилизированным. Для ламинарного потока в круглой трубе

$$L_p = \frac{1}{12} d \text{ Re}. \quad (4)$$

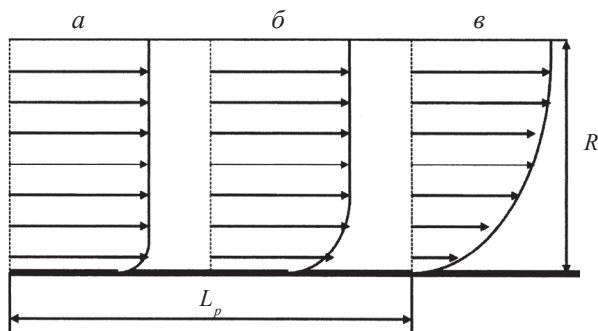


Рис. 11.1. Гидродинамическая стабилизация потока в трубе

Коэффициент вязкости можно связать с параметрами течения газа. Пусть газ течет по гладкой круглой трубе длиной $L \gg L_p$ и радиусом $R = d/2$. Предполагаем, что величина скорости течения u одинакова во всех точках, равноотстоящих от оси трубы (осевая симметрия). Выделим в газе элементарный цилиндрический объем с радиусом основания r и длиной l . Согласно формуле (1.1) сила внутреннего трения, действующая на боковую поверхность этого цилиндра, будет равна

$$F = -\eta \frac{du}{dr} 2\pi r l. \quad (5)$$

При установившемся течении (за участком гидродинамической стабилизации) сила F уравнивается разностью давлений ΔP на основаниях цилиндра, т. е.

$$\eta \frac{du}{dr} 2\pi r l + \Delta P \pi r^2 = 0 \quad (6)$$

или

$$du = -\frac{\Delta P}{2\eta l} r dr. \quad (7)$$

Интегрируя последнее выражение, получим

$$u(r) = -\frac{\Delta P}{4\eta l} r^2 + C, \quad (8)$$

где C – постоянная интегрирования. Чтобы определить ее значение, учтем, что скорость газа у стенки равна нулю. Тогда

$$C = \frac{\Delta P}{4\eta l} R^2 \quad (9)$$

и

$$u(r) = \frac{\Delta P}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (10)$$

Формула (10) описывает распределение скоростей газа $u(r)$ для круглой цилиндрической трубы (стабилизированное ламинарное течение) и носит название формулы Пуазейля. Формулу Пуазейля часто представляют другим выражением. Действительно, секундный объемный расход (объем газа, проходящего через поперечное сечение трубы за 1 с) можно подсчитать по формуле

$$\dot{V} = \int_0^{2\pi} \int_0^R u(r) r dr d\varphi. \quad (11)$$

Подставляя в (11) значение $u(r)$ из формулы (10) и произведя интегрирование, получим

$$\dot{V} = \frac{\pi R^4}{8l} \frac{\Delta P}{\eta}. \quad (12)$$

Зная величины \dot{V} , R , l , ΔP , можно определить η :

$$\eta = \frac{\pi R^4}{8l} \frac{\Delta P}{\dot{V}}. \quad (13)$$

Эта формула является исходной в данной работе.

Зная коэффициент вязкости, легко найти среднюю длину свободного пробега молекул \bar{l} , а из нее – эффективное сечение соударения газовых молекул $\pi\sigma^2$ (рис. 11.2):

$$\bar{l} = \frac{3\eta}{\rho} \left(\frac{\pi\mu}{8RT} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

$$\pi\sigma^2 = \frac{2}{3} \frac{1}{N_A\eta} \left(\frac{\mu RT}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где N_A – число Авогадро; $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹; R – универсальная газовая постоянная; $R = 8,31$ Дж/(моль · К).

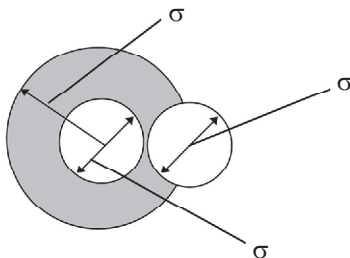


Рис. 11.2. Эффективное сечение соударений молекул

Описание экспериментальной установки

Вариант 1. Лабораторная установка (рис. 11.3) состоит из цилиндрического сосуда, закрепленного на стойке. Сосуд снабжен водомерным стеклом.

В верхней части сосуда имеются разборное уплотнение для крепления капилляра, сообщающегося с окружающим воздухом, и заливная пробка; в нижней части – кран для стока воды и микроманометр (тягинопорометр) для измерения перепада давлений при течении воздуха через капилляр (перепад давлений между воздушной полостью сосуда и окружающим воздухом). Для измерения объемного расхода служат мензурка и секундомер.

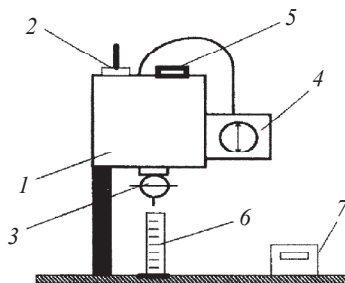


Рис. 11.3. Принципиальная схема экспериментальной установки (вариант 1):

1 – сосуд с водой; 2 – капилляр; 3 – кран; 4 – манометр; 5 – заливная пробка;
6 – мензурка; 7 – секундомер

Вариант 2. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 11.4, а, а внешний вид – на рис. 11.4, б.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием и лабораторной установкой. Включить электронный секундомер, дать ему прогреться в течение 10–15 мин. Заполнить сосуд водой до красной метки на водомерном стекле.

Внимание! Питание электронного секундомера осуществляется напряжением 220 В. Соблюдайте осторожность при работе!

Задание. В настоящей работе необходимо измерить величину коэффициента вязкости воздуха. Рассчитать по нему среднюю длину свободного пробега молекул воздуха в окружающей среде и эффективное сечение соударений (столкновений) молекул воздуха при нормальных условиях.

1. Проверить формулу Пуазейля (13) $\dot{V} = A\Delta P$, где A – коэффициент, зависящий от размеров капилляра и коэффициента вязкости газа. Для одних и тех же капилляра и газа (в нашем случае – воздуха) этот коэффициент должен быть постоянным, а зависимость $\dot{V} = \dot{V}(\Delta P)$ – линейной.

Вариант 1. Фактически устройство, состоящее из капилляра с включенным параллельно дифференциальным манометром,

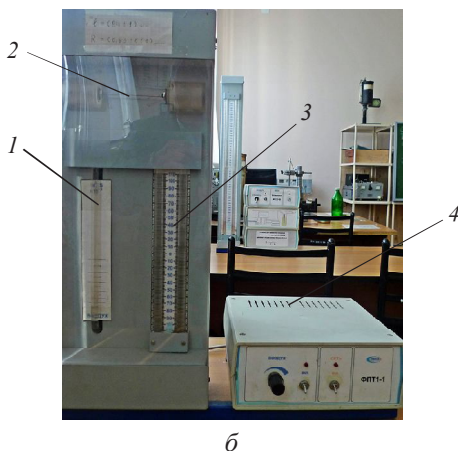
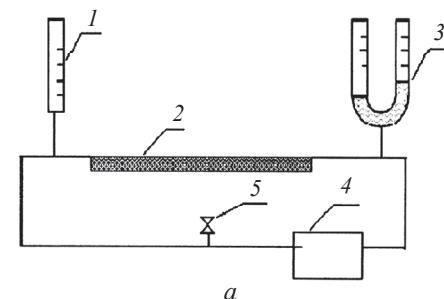


Рис. 11. 4. Экспериментальная установка (вариант 2):

a – принципиальная схема установки;

1 – расходомер; *2* – капилляр; *3* – жидкостной U-образный манометр;

4 – насос; *5* – клапан;

б – внешний вид установки

представляет собой расходомер (прибор для измерения расхода газа), тогда зависимость $\dot{V} = \dot{V}(\Delta P)$ представляет собой градуировочную характеристику расходомера. Для получения градуировочной характеристики необходимо:

а) открыв кран, установить некоторый постоянный расход воды, а значит, и воздуха через капилляр. Постоянство расхода предполагает постоянство перепада давления, т. е. постоянство показаний манометра (не допускать зашкаливания прибора!);

б) найти секундный расход воды (а значит, и воздуха через капилляр), измерив объем жидкости, вытекающей в мерный сосуд за некоторое время, зафиксировав при этом показания манометра;

в) повторить действия, описанные в пп. «а» и «б», 7–10 раз, построить график, проведя между экспериментальными точками наилучшим образом прямую линию; лучше всего это сделать на компьютере методом наименьших квадратов;

$$\Delta P = \eta \frac{8l}{\pi R^4} \dot{V}, \quad y = \eta \cdot x; \quad \Delta P = y; \quad \frac{8l}{\pi R^4} \dot{V} = x; \quad (16)$$

г) определить коэффициент η и СКО (S_η) для η . Рассчитать

$$\Delta \eta = S_\eta \cdot t_{\text{ан}}, \quad (17)$$

где $t_{\text{ан}}$ – коэффициент Стьюдента. Результат сравнить со справочными данными.

Вариант 2. Здесь измерения реализуются на установке, изображенной на рис. 11.4, которая непосредственно позволяет измерять секундный расход воздуха \dot{V} расходомером при создании перепада давления ΔP по манометру.

Несколько практических полезных советов, касающихся записи результатов эксперимента и вычислений:

- запись должна быть ясной и экономичной и выполнена в рабочей тетради (не называйте ее черновиком, поскольку, в силу каких-то неясных обстоятельств, человек, пишущий в черновике, пишет в нем, как правило, небрежно);

- все результаты наблюдений следует записывать немедленно и без какой-либо обработки. Не проводите никаких, даже самых простых, расчетов в уме. Показания приборов следует записывать в делениях шкалы и только потом переводить в нужную систему единиц;

- если необходимо, сделайте таблицу. В данной работе она может иметь следующий вид:

Экспериментальные данные

\dot{V} , дел.	ΔP , дел.	ΔP , Па	\dot{V} , м ³ /с	$\bar{\eta}$, Н · с/м ²	$\Delta \eta$, Н · с/м ²

– избегайте переписывания исходных результатов (это приводит к потере времени и увеличивает вероятность появления ошибок);

– не исправляйте неправильно записанные цифры, лучше зачеркнуть их и рядом сделать правильную запись;

– если ваши результаты отличаются от справочных в $\sim 10^n$ раз ($n = 1, 2, \dots$), проверьте переводные коэффициенты из одной системы единиц в другую.

2. Для среднего значения $\bar{\eta}$ рассчитайте \bar{l} , $\rho\sigma^2$ и σ для молекул воздуха (прежде чем обнародовать свои результаты, подумайте, разумны ли они).

3. Оцените Re и Lp , т. е. ответьте на вопрос, было ли течение ламинарным и стабилизированным.

4. Пользуясь сведениями о погрешностях приборов, рассчитайте систематическую ошибку $\Delta_c \eta$ по формуле

$$\Delta_c \eta = \bar{\eta} \sqrt{\left(\frac{\Delta \dot{V}}{\dot{V}}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2}. \quad (18)$$

Сравните случайную ошибку (18) с систематической ошибкой (19). Если необходимо, рассчитайте суммарную ошибку измерения коэффициента вязкости. Сделайте выводы.

Контрольные вопросы

1. Каков механизм передачи импульса в газе?
2. Что такое коэффициент вязкости (вязкость) газов, его физический смысл и размерность?
3. Как изменяется вязкость газов с изменением давления и температуры?
4. Как зависят длина свободного пробега и эффективное сечение от давления?
5. В чем различие ламинарного и турбулентного течений?

КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФАЗ

Лабораторная работа 12

Определение критической температуры и констант уравнения Ван-дер-Ваальса гексафторида серы (SF_6)

Особенности поведения вещества вблизи критической точки системы жидкость–пар определенным образом характеризуют структуру вещества и позволяют получить интересные сведения о силах межмолекулярного взаимодействия. Поэтому исследование критического состояния вещества необходимо не только с прикладной точки зрения, оно имеет и большое теоретическое значение.

Критическая температура чистых веществ может быть определена как максимальная температура, при которой жидкая и паровая фазы еще могут сосуществовать в равновесии. Давление паров при этой температуре называется критическим давлением, а объем единицы массы вещества (удельный объем) – критическим объемом.

Целью настоящей работы являются опытное определение критической температуры и констант уравнения Ван-дер-Ваальса гексафторида серы (SF_6) и визуальное наблюдение физических явлений, сопутствующих критическому переходу вещества.

Основы метода определения критической температуры и констант уравнения Ван-дер-Ваальса

Упрощенное представление о критической точке можно получить на основе рассмотрения кинетической обстановки в жидкой фазе. Потенциальная энергия притяжения молекул, обуславливаю-

щая существование жидкой фазы, уравнивается в некоторой степени кинетической энергией молекул. Последняя стремится рассеять хаотически все частички жидкости. Таким образом, давление паров есть результат того, что некоторые из молекул жидкости имеют достаточно высокую кинетическую энергию, чтобы вырваться из поля действия сил сцепления жидкости. С возрастанием температуры жидкости увеличивается кинетическая энергия молекул, однако действие ее на силы сцепления незначительно. Температура, при которой средняя кинетическая энергия молекул становится равной потенциальной энергии притяжения между ними, называется критической температурой, так как выше нее существование жидкой фазы невозможно.

Критическое состояние вещества можно наглядно проиллюстрировать в координатах P , V или P , T . На диаграмме P , V фазового равновесия жидкость–пар (рис. 12.1) точка перегиба K изотермы T_k является критической, а координаты ее (T_k , P_k , V_k) – критическими параметрами вещества.

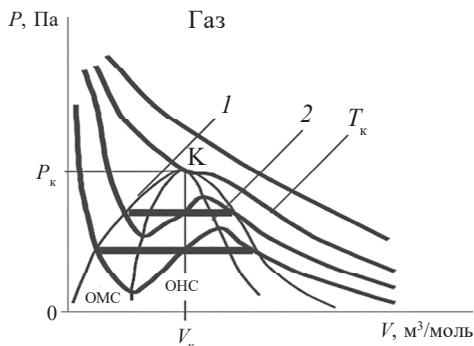


Рис. 12.1. Диаграмма фазового равновесия жидкость–пар в координатах P , V :

I – бинодаль, граница двухфазных равновесных состояний системы;
 2 – спинодаль, геометрическое место минимумов (слева) и максимумов (справа) изотерм и граница, отделяющая область устойчивых состояний от неустойчивых (внутри спинодали); K – критическая точка; P_k – критическое давление;
 V_k – критический объем, занимаемый одним молеком вещества; ОМС – область метастабильных состояний; T_k – критическая изотерма; ОНС – область абсолютно неустойчивых (недостижимых) состояний вещества

Критическая точка характеризуется следующими условиями:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{T_k} = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)_{T_k} = 0, \quad \left(\frac{\partial^3 P}{\partial V^3}\right)_{T_k} < 0. \quad (1)$$

При температурах, меньших критической T_k , и при давлениях, меньших критического P_k , вещество находится в двухфазном состоянии. Слева от области, ограниченной бинодалью и критической изотермой, лежит область жидкой фазы, справа и выше – область газообразной фазы. При температурах $T > T_k$ ($P > P_k$) вещество может существовать только в газообразном состоянии: поверхность раздела фаз отсутствует. Между бинодалью и спинодалью находится область метастабильных состояний, устойчивых только в отсутствие второй из фаз (явление перегрева и переохлаждения жидкости, пересыщения пара).

Известно, что поведение реального газа достаточно хорошо описывается уравнением Ван-дер-Ваальса

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT. \quad (2)$$

Это уравнение, связывающее давление, объем и температуру газа, является уравнением состояния реального газа. В нем учтены как силы притяжения (поправочный член a/V^2), так и силы отталкивания (поправка b) между молекулами. Уравнение (2) относится к одному молю газа (V – объем одного моля газа).

Для произвольного количества газа оно принимает вид

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}\right)\left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT, \quad (3)$$

где m – масса газа; V – объем, занимаемый данной массой газа; μ – молярная масса газа. Коэффициент a в выражении для поправки к давлению и поправка b считаются константами, численные значения которых различны для различных газов, так что уравнение Ван-дер-Ваальса не является универсальным в такой же мере, как уравнение Клапейрона – Менделеева для идеальных газов.

Уравнение Ван-дер-Ваальса не дает количественной теории конденсации газа в жидкость, хотя оно качественно правильно описывает явления в области высокой плотности и низких температур. Однако от уравнения Ван-дер-Ваальса и нельзя ожидать большего, так как оно получено лишь при самых незначительных изменениях в предположениях, которые приводят к уравнению состояния идеального газа. Тем не менее оно неплохо описывает отклонения от уравнения состояния идеального газа даже в области, находящейся вблизи критической точки.

Определим критическую точку теоретически с помощью изотерм, предсказываемых уравнением Ван-дер-Ваальса. Для этого напомним его в виде

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}. \quad (4)$$

Найдем точку перегиба:

$$\frac{\partial P}{\partial V} = -\frac{RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{V^3} = \frac{2a}{(V-b)^2} \left[\frac{(V-b)^2}{V^3} - \frac{RT}{2a} \right] = 0. \quad (5)$$

Видно, что условие $\partial P / \partial V = 0$ выполняется при

$$\frac{(V-b)^2}{V^3} = \frac{RT}{2a}. \quad (6)$$

Это равенство представляет собой кубическое уравнение относительно V . Из этого следует, что при любом T , т. е. для всякой изотермы, существует три значения V , при которых она проходит через максимум и минимум (рис. 12.1). Что касается третьего экстремума, то он лежит в области $V < b$ и поэтому не имеет физического смысла. При некотором значении $T = T_{\text{к}}$ максимум и минимум изотермы сливаются в одну точку, и в этой точке кривая имеет перегиб, т. е.

$$\frac{\partial^2 P}{\partial V^2} = \frac{2RT}{(V-b)^3} - \frac{6a}{V^4} = 0. \quad (7)$$

Подставим в (7) значение T из (6), получим

$$\frac{\partial^2 P}{\partial V^2} = \frac{2a(3b - V)}{V^4(V - b)}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что $\partial^2 P / \partial V^2$ при $V = V_{\kappa} = 3b$. Если теперь подставить значение $V_{\kappa} = 3b$ в (8), то для T в точке перегиба получим

$$T = \frac{8a}{27Rb} = T_{\kappa}. \quad (9)$$

Таким образом, при $T = T_{\kappa} = 8a/27Rb$ и $V = V_{\kappa} = 3b$ изотерма газа Ван-дер-Ваальса имеет точку перегиба, в которой $\partial P / \partial V = 0$ и $\partial^2 P / \partial V^2 = 0$. Очевидно, что $T_{\kappa} = 8a/27Rb$ и является критической температурой. Значение критического давления P_{κ} получается из самого уравнения Ван-дер-Ваальса, если в него подставить найденные значения T_{κ} и V_{κ} :

$$P_{\kappa} = \frac{a}{27b^2}. \quad (10)$$

Итак, из уравнения Ван-дер-Ваальса критические параметры равны:

$$V_{\kappa} = 3b; \quad T_{\kappa} = 8a/27Rb; \quad P_{\kappa} = a/27b^2. \quad (11)$$

Критический коэффициент $RT_{\kappa}/P_{\kappa}V_{\kappa}$, который в случае идеального газа равен 1, имеет для уравнения Ван-дер-Ваальса значение

$$\frac{RT_{\kappa}}{P_{\kappa}V_{\kappa}} = \frac{8}{3} \approx 2,67 \quad (12)$$

и не зависит от значения постоянных a и b .

Если бы уравнение Ван-дер-Ваальса было точным уравнением состояния неидеальных газов, то критический коэффициент имел бы универсальное значение 2,67.

На самом деле это значение критического коэффициента является несколько заниженным. Реальные газы дают аналогичные результаты для критического коэффициента со значениями в интер-

вале от 3 до 5, т. е. все значения имеют тот же порядок величины, что и значение в уравнении Ван-дер-Ваальса, но немного больше его.

Так, для исследуемого в работе вещества – гексафторида серы (SF_6 , $\mu = 146$ г/моль) – экспериментальные значения критических параметров следующие:

$$V_{\text{к}} = 19,76 \cdot 10^{-2} \cdot \text{м}^3/\text{кмоль};$$
$$T_{\text{к}} = 318,73 \text{ К}; P_{\text{к}} = 37,561 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2; RT_{\text{к}}/P_{\text{к}} V_{\text{к}} = 3,57.$$

Описание экспериментальной установки

Исследование критического состояния вещества и определение критических параметров являются трудоемким и сложным экспериментом. Первые шаги по изучению критического состояния относятся к 1862 г. (опыты Каньяр де ла Тура). Наиболее подробные исследования критического состояния и определение критических параметров ряда веществ были проведены профессором Киевского университета М. П. Авенариусом и его учениками А. Недеждиным, В. Зайончевским и др. (1870). Важную роль сыграли работы Д. И. Менделеева (1860), показавшего, что в *критической точке поверхностное натяжение жидкости обращается в нуль*. В настоящее время критические явления исследуются рядом отечественных и зарубежных ученых.

В данной работе из трех критических параметров $T_{\text{к}}$, $P_{\text{к}}$, $V_{\text{к}}$, характеризующих критическое состояние, определяется только критическая температура ($P_{\text{к}}$ и $V_{\text{к}}$ считаются известными). Кроме того, визуально наблюдается процесс перехода жидкости (гексафторида серы SF_6) через критическое состояние и сопутствующие этому переходу явления.

Метод определения критической температуры основан на появлении и исчезновении поверхности раздела фаз – мениска. Исследуемая жидкость (SF_6) помещена в три стеклянные ампулы (в разных количествах), которые после удаления из них воздуха запаиваются. Для предотвращения возможных последствий разрыва стеклянных ампул они помещены в плексигласовый бокс. Бокс снабжен охлаждающей и нагревательной системами, представ-

ляющими собой вентилятор, нагнетающий в бокс горячий или холодный воздух. Рядом с ампулами помещен термометр, с помощью которого измеряют температуру в боксе, она должна быть приблизительно равна температуре в ампулах. За перемещением мениска в ампулах наблюдают с помощью катетометра, поочередно настраивая его на ту или другую ампулу.

Нагревание ампулы приводит к возрастанию температуры и давления паров SF_6 , к уменьшению сил поверхностного натяжения и исчезновению кривизны мениска. При определенной температуре мениск внезапно исчезает и ампула представляется заполненной однородным веществом. Исчезновение видимой границы раздела показывает, что плотности вещества по обе стороны от прежней границы стали одинаковыми. Следовательно, та температура, при которой исчезает мениск, и есть критическая температура.

Если теперь достаточно интенсивно охладить ампулу, нагретую до температуры выше критической, то в момент прохождения через критическую температуру возникает внезапное помутнение всего содержимого ампулы. После этого вновь появляется резкая граница раздела между жидкостью и паром. Это явление получило название *критической опалесценции*, т. е. явления сильного рассеяния света.

На свойства вещества, находящегося в критическом состоянии, существенное влияние оказывают флуктуации плотности (местные разрежения и уплотнения, возникающие в результате теплового движения молекул). В критической точке, где объемная упругость вещества обращается в нуль (исчезает поверхностное натяжение), изменение плотности практически не сопровождается изменением давления, вследствие чего величина флуктуаций чрезвычайно возрастает. Обусловленная такими большими флуктуациями оптическая неоднородность вещества приводит к рассеянию света на этих неоднородностях флуктуационной природы, и наблюдается явление *критической опалесценции* (т. е. длина волны света становится соизмеримой с размером оптической неоднородности). Вдали от критической точки флуктуации плотности незначительны и рассеяние света слабое. Критическая опалес-

ценция – одно из наиболее ярких проявлений критического состояния вещества.

Таким образом, критическую температуру жидкости легко определить, измерив температуру, при которой исчезает и появляется мениск в герметично закрытой ампуле с жидкостью. Если ампула в описанном выше опыте содержит ровно столько жидкости, сколько нужно для того, чтобы ее пар, обладая критической плотностью, заполнил весь объем ампулы, то при нагревании мениск не будет перемещаться вдоль ампулы. В этом случае говорят о *критическом заполнении* ампулы. Если же в ампулу поместить большее количество жидкости, то при повышении температуры мениск будет перемещаться вверх. В этом случае говорят о *сверхкритическом заполнении* ампулы. Наконец, если в ампулу поместить количество жидкости, меньшее критического заполнения, то при повышении температуры мениск будет перемещаться вниз и заполнение будет *докритическое*.

В настоящей работе за перемещением мениска в ампулах следят с помощью катетометра, предназначенного для бесконтактного измерения расстояния между двумя точками, расположенными на одной вертикали в недоступных для непосредственного измерения объектах. Принцип действия катетометра основан на сравнении измеряемой длины (расстояние между двумя точками объекта) с миллиметровой шкалой прибора путем последовательного наведения в перекрестье шкалы прибора начала и конца измеряемого отрезка.

Оптическую систему прибора составляют визирная труба, отсчетный микроскоп с подсветкой шкалы и система блока уровня (рис. 12.2). В поле зрения окуляра видны одновременно изображения измеряемого объекта, шкалы, масштабной сетки и концов пузырька уровня. Визирная труба, блок уровня и отсчетный микроскоп смонтированы на одной каретке. Визирование на выбранные точки измеряемого объекта осуществляется перемещением каретки по колонке вдоль миллиметровой шкалы, а также вращением колонки вокруг вертикальной оси. Необходимо помнить, что изображение в визирной трубе катетометра перевернутое, т. е. если

катетометр фиксирует опускание мениска, то на самом деле он поднимается, и наоборот.

При наблюдении за перемещением мениска необходимо при фиксированной начальной температуре записать показания отсчетного микроскопа. С этой целью необходимо навести с помощью микрометрического винта вертикального перемещения при закрепленном винте 7 и рукоятки горизонтального перемещения выпуклую часть мениска одной из ампул в перекрестье визирной трубы. Вращением маховичка добиться резкости изображения. Отсчеты снимаются по шкале и масштабной сетке, наблюдаемой в окуляр визирной трубы (при точной наводке следите за тем, чтобы концы пузырька уровня образовывали плавную дугу).

Масштабная сетка разделена в вертикальном и горизонтальном направлении на десять частей. Отсчетный микроскоп установлен так, что десять горизонтальных бисекторов сетки укладываются между двумя штрихами миллиметровой шкалы. Следовательно, в вертикальном направлении каждому бисектору соответствует 1/10 мм, в горизонтальном направлении десятая часть бисектора равна 1/100 мм. То есть на рис. 12.2 отсчет равен 162 мм плюс отрезок от 162-го штриха до нулевого бисектора, в данном случае 2. Отсчет сотых долей миллиметра производится в горизонтальном направлении сетки, там, где миллиметровый штрих шкалы расположен точно посередине бисектора. На рисунке миллиметровый штрих находится между четвертым и пятым делениями масштабной вертикальной сетки, что соответствует значению 0,04. Окончательный отсчет равен 162,24. Аналогичным образом снимают показания перемещения мениска с повышением температуры.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием работы, инструкциями по ее проведению и лабораторной установкой.

Внимание! Питание установки осуществляется напряжением 220 В. Соблюдайте осторожность при работе! Не забывайте, что давление в стеклянных ампулах превышает в несколько десятков

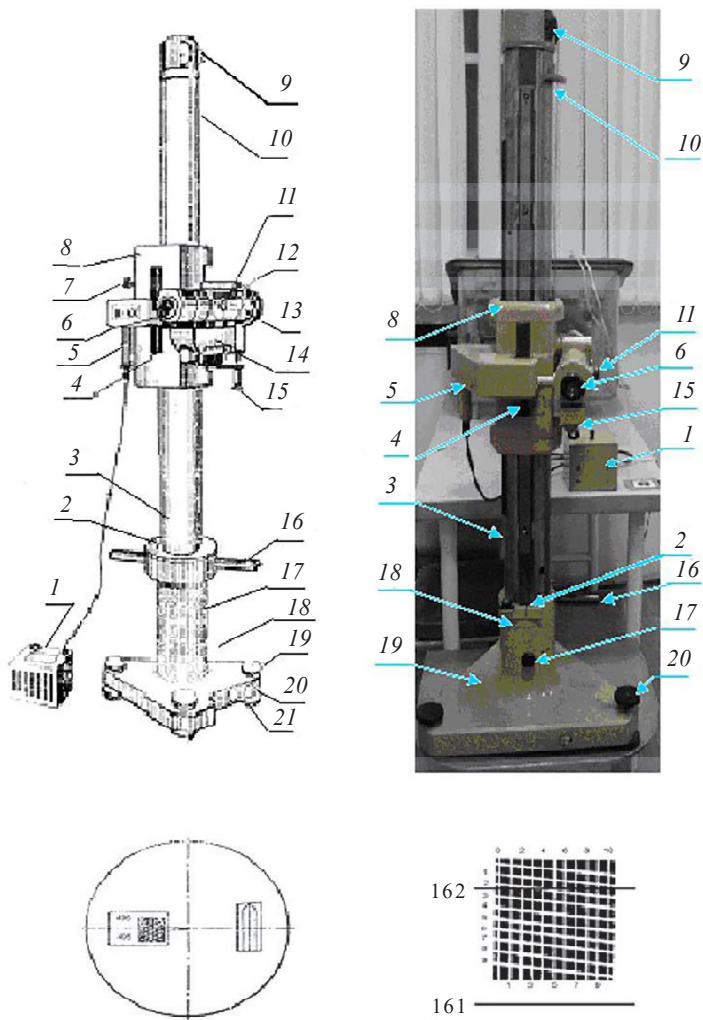


Рис. 12.2. Общий вид катетометра:

1 – источник питания; 2 – уровень; 3 – колонка; 4 – микрометрический винт вертикального перемещения; 5 – осветитель; 6 – окуляр; 7 – винт; 8 – каретка; 9 – ролик; 10 – трос; 11 – маховичок; 12 – линза насадочная; 13 – труба визирная; 14 – уровень; 15 – винт микрометрического уровня; 16 – рукоятка; 17 – винт; 18 – основание; 19 – регулируемая опора; 20 – микрометрический винт горизонтального перемещения; 21 – винт

раз атмосферное давление. Не рассматривайте ампулы с близкого расстояния! Категорически запрещается вынимать ампулы из бокса!

Задание.

1. Настроить катетометр с помощью прицельного устройства на одну из ампул, пользуясь при этом винтом и рукояткой. Вращением маховичка добиться четкого изображения. При этом выпуклая часть мениска (основание) должна находиться в перекрестье визирной трубы.

2. Зафиксировать по шкале положение мениска в исследуемой ампуле (предварительно включив осветитель шкалы). Записать показания термометра, расположенного рядом с ампулами.

3. Аналогичным образом зафиксировать положения мениска в двух других ампулах.

4. Полученные результаты поместить в таблицу.

Экспериментальные данные

Положение мениска, мм		
Первая ампула	Вторая ампула	Третья ампула
Значение критической температуры, °C		

5. Закрыть люк и отверстия бокса, включить вентилятор в сеть, а тумблер «охлаждение-нагрев» поставить в положение «нагрев». Вентилятор должен при этом обязательно вращаться.

6. Приблизительно через каждые 5 °C производить замер положения мениска во всех трех ампулах с занесением результатов замера в таблицу. Зафиксировать температуру полного исчезновения мениска в каждой ампуле.

7. Продолжать нагрев ампул до температуры, превышающей критическую на 3–5 °C.

8. Затем быстро охладить ампулы. Для этого переключить тумблер «охлаждение-нагрев» в положение «охлаждение» и открыть люк и отверстия бокса. Наблюдать явление критической опалесценции.

9. Снова зафиксировать момент появления мениска во всех трех ампулах при их охлаждении и записать соответствующую ему температуру.

10. Ампулу, в которой перемещения мениска при нагревании минимальны (эта ампула наиболее близка к критическому заполнению), нагреть и охладить не менее трех раз для более точного определения критической температуры.

11. Выключить все приборы из сети.

12. Рассчитать среднее значение критической температуры и погрешность ее измерения.

13. Пользуясь измеренным значением критической температуры и известным мольным объемом, подсчитать критическое давление:

а) из уравнения состояния идеальных газов;

б) из уравнения состояния реальных газов, определив предварительно константы уравнения Ван-дер-Ваальса.

Сравнить расчетные значения P_k с экспериментальным. Сделать выводы о применимости соответствующих уравнений состояния для критической точки вещества.

14. Пользуясь уравнением Ван-дер-Ваальса, построить критическую изотерму графически.

Контрольные вопросы

1. Что такое критическое состояние вещества?
2. Каков физический смысл констант уравнения Ван-дер-Ваальса и их размерность? Какова связь констант уравнения Ван-дер-Ваальса с критическими параметрами?
3. Что такое критический коэффициент? Каков он (по порядку величины) для реальных газов?
4. Почему при критическом заполнении ампулы мениск не перемещается с изменением температуры?
5. Почему в критической точке поверхностное натяжение обращается в нуль? Что об этом свидетельствует в эксперименте?
6. Что такое явление критической опалесценции?

Лабораторная работа 13

Измерение коэффициента поверхностного натяжения

В отличие от газа, молекулы которого почти не взаимодействуют, жидкости отличаются весьма сильным взаимодействием молекул между собой. Потенциальная энергия взаимодействия превосходит кинетическую энергию тепловых движений молекул. Следствием является то, что жидкость сохраняет свой объем, обладает очень малой сжимаемостью и имеет характерную особенность – свободную поверхность, граничащую с газом (точнее с паром самой жидкости).

Молекулы на поверхности жидкости находятся в условиях, отличных от тех, в которых находятся молекулы внутри жидкости. Внутри жидкости каждая молекула окружена со всех сторон такими же молекулами. Поэтому силы притяжения, действующие на молекулу со стороны всех ее соседей, оказываются скомпенсированными (рис. 13.1).

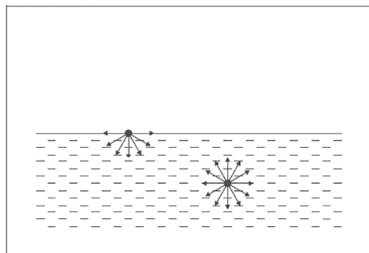


Рис. 13.1. Силы, действующие на молекулы внутри жидкости и на ее поверхности

Напротив, всякая молекула на поверхности окружена молекулами жидкости не со всех сторон. Поэтому сумма сил притяжения со стороны «соседей» не равна нулю: их равнодействующая направлена внутрь жидкости. На молекулы поверхностного слоя действует, следовательно, сила, стремящаяся перевести их вглубь

жидкости. Благодаря этому молекулы поверхностного слоя обладают большой потенциальной энергией по сравнению с «глубинными» молекулами. Поэтому при отсутствии каких-либо сил, действующих на молекулы, кроме сил взаимодействия между ними, жидкость принимает такую форму, при которой площадь ее поверхности является минимальной при данном объеме, т. е. форму сферы. При этом максимальное число молекул находится не на поверхности, а внутри объема жидкости. В реальных условиях, однако, на жидкость действуют, кроме внутренних межмолекулярных сил, во-первых, сила тяжести и, во-вторых, сила взаимодействия между молекулами жидкости и частицами твердого тела, с которыми жидкость контактирует, например, стенками сосуда.

Действительная форма жидкости и определяется противодействием этих трех сил. Плоская поверхность жидкости объясняется тем, что силы тяжести превосходят все другие силы, действующие на жидкость. Искривление поверхности у краев сосуда, содержащего жидкость (мениск), объясняется влиянием сил взаимодействия с твердым телом. Во всех случаях площадь поверхности минимальна при данных условиях.

Целью лабораторной работы является измерение коэффициента поверхностного натяжения жидкости методом отрыва кольца.

Основы метода измерения поверхностного натяжения жидкости

Молекулы поверхностного слоя обладают, как указывалось, повышенной потенциальной энергией. Поэтому всякое изменение площади поверхности жидкости связано с совершением работы. Если поверхность жидкости уменьшается, то работу совершает жидкость. Если, наоборот, площадь поверхности возрастает, значит, совершена работа внешних сил над жидкостью. Очевидно, что совершенная работа численно равна изменению поверхностной энергии, которая, в свою очередь, пропорциональна изменению площади поверхности жидкости.

Если изменение поверхностной энергии обозначить через dE , а изменение площади поверхности через dS , то можно написать

$$dE = \sigma dS, \quad T = \text{const.} \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности σ , входящий в эту формулу, называется коэффициентом поверхностного натяжения жидкости. Тогда σ будет равен

$$\sigma = \left(\frac{dE}{dS} \right)_T, \quad T = \text{const}, \quad (2)$$

т. е. коэффициент поверхностного натяжения равен изменению поверхностной энергии при изменении площади поверхности жидкости на единицу. Иначе говоря, коэффициент поверхностного натяжения равен работе, которую нужно совершить для увеличения площади поверхности жидкости на единицу, или работе, которую совершает поверхностный слой при ее уменьшении на единицу.

Благодаря тому что силы, действующие на поверхностный слой жидкости, стремятся уменьшить площадь ее поверхности, жидкости ведут себя так, как будто бы их поверхности представляют собой тонкие упругие «натянутые» пленки. Многие опыты, например, с мыльными пузырями, жидкими пленками, «натянутыми» на проволочные каркасы, такие явления, как образование пены и др., свидетельствуют об этом.

Разумеется, никакой особой упругой пленки на поверхности жидкости в действительности не существует. Реально существуют поверхностные молекулы, на которые действуют силы, направленные внутрь жидкости. Но именно поэтому можно считать, что на поверхности жидкости действуют силы, касательные к ней и перпендикулярные к любой линии, взятой на поверхности, и к любой линии, составляющей границу между поверхностью жидкости и твердым телом (линии раздела). Поэтому для любой линии, проведенной на поверхности жидкости или являющейся границей между нею и твердым телом, можно написать равенство

$$F = \sigma l, \quad (3)$$

где F – сила, действующая на линию; l – ее длина.

С этой точки зрения коэффициент поверхностного натяжения представляет собой силу, действующую на единицу длины произвольной линии на поверхности жидкости.

Из равенств (1) и (3) видно, что размерность коэффициента поверхностного натяжения или Дж/м², или Н/м.

Легко убедиться в том, что равенство (3) непосредственно следует из (1). Если, например, некоторая поверхность жидкости S увеличилась из-за того, что под действием силы F ее граница сместилась на расстояние dx , то потенциальная энергия поверхностного слоя увеличилась на dE , т. е.

$$dE = \sigma dS = \sigma l dx. \quad (4)$$

С другой стороны, сила F , сместившая границу на расстояние dx , совершила при этом работу dA , равную

$$dA = F dx. \quad (5)$$

Но $dE = dA$. Отсюда

$$\sigma = F/l. \quad (6)$$

Коэффициент поверхностного натяжения является важной характеристикой жидкости, поскольку эта величина непосредственно связана с межмолекулярными силами. Знание коэффициента поверхностного натяжения необходимо для расчета всевозможных капиллярных явлений, для применения таких важнейших технологических процессов, как флотация руд и минералов. С коэффициентом поверхностного натяжения связаны другие существенные характеристики жидкостей: теплота испарения, адсорбции и др. Поэтому измерение этой величины имеет важное научное и техническое значение.

Целью лабораторной работы является ознакомление с одним из многих способов измерений коэффициента поверхностного натяжения. В работе используется метод, основанный на измерении силы, нужной для отрыва кольца от поверхности жидкости, с которой оно приведено в соприкосновение (рис. 13.2). Измерение силы производится с помощью динамометра (*метод Жюли*).

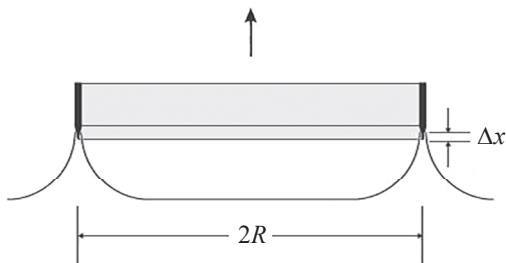


Рис. 13.2. Метод измерения

Если кольцо, изготовленное из материала, который смачивается исследуемой жидкостью, отрывать от контактирующей с ним жидкости, то можно считать, что отрыв происходит по двум линиям – внешней и внутренней окружности кольца. Если внешний диаметр кольца равен d_1 , а внутренний d_2 , то сила, удерживающая жидкость у кольца, согласно (11.3), равна

$$F = \pi d_1 \sigma + \pi d_2 \sigma = \pi (d_1 + d_2) \sigma. \quad (7)$$

Отсюда, зная d_1 и d_2 и измерив F , получаем для коэффициента поверхностного натяжения σ выражение

$$\sigma = \frac{F}{\pi (d_1 + d_2)}. \quad (8)$$

Это и есть основная расчетная формула, используемая в данной работе.

Описание экспериментальной установки

Принципиальная схема экспериментальной установки для измерения коэффициента поверхностного натяжения жидкости изображена на рис. 13.3.

На массивном штативе закреплен держатель с тензометрическим датчиком для измерения силы отрыва кольца, тарелочкой и кольцом, подвешенным с помощью стержня к тензометрическому датчику. Тарелочка размещена на подвижном столике с винтом для перемещения столика в вертикальном направлении.

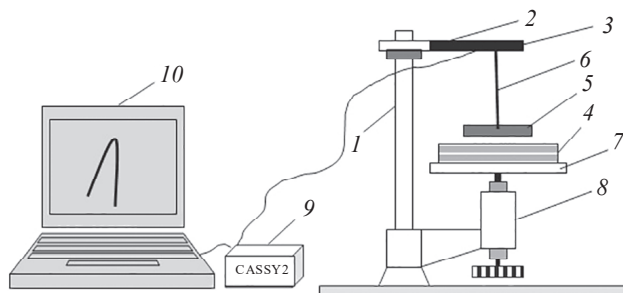


Рис. 13.3. Установка для определения поверхностного натяжения методом отрыва кольца:

- 1 – штатив; 2 – держатель; 3 – тензометрический датчик; 4 – тарелочка;
5 – кольцо; 6 – стержень; 7 – подвижный столик; 8 – винт;
9 – аналого-цифровой преобразователь; 10 – компьютер

Тензометрический датчик подсоединен к аналого-цифровому преобразователю (АЦП) CASSY2, который, в свою очередь, соединен с компьютером. Компьютер снабжен специальной программой, позволяющей отслеживать и измерять силу отрыва кольца от жидкости.

Методика проведения эксперимента

Подготовка к опыту. Ознакомиться с описанием работы и лабораторной установкой, ответить на контрольные вопросы.

Задание.

1. С помощью штангенциркуля определить внутренний d_2 и внешний d_1 диаметры кольца.
2. Протереть кольцо спиртом и подвесить его на штатив.
3. Налить в сосуд исследуемую жидкость (чаще всего дистиллированную воду).
4. С помощью винта поднять столик с чашкой так, чтобы кольцо полностью соприкоснулось с водой. Обнулить показания на компьютере.
5. Бережно и медленно опустить столик с чашкой, одновременно наблюдая за показаниями тензометрического датчика на компью-

тере. Как только кольцо выходит из жидкости, под ним формируется слой жидкости. Когда усилие станет больше, чем поверхностное натяжение, кольцо отрывается от жидкости.

6. Зафиксировать показания тензометрического датчика на компьютере в момент отрыва кольца. Фиксация данных (измерение силы для отрыва кольца в миллиньютонaх – мН) может быть сделана *на компьютере* с помощью указаний к лабораторной работе на рабочем столе.

7. Повторить эксперимент с отрывом кольца 8–10 раз.

8. Для каждого опыта рассчитать по формуле (8) значение коэффициента поверхностного натяжения.

9. Определить средний коэффициент поверхностного натяжения исследуемой жидкости и погрешность его измерения.

10. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Что такое коэффициент поверхностного натяжения?
2. Объясните, почему у всех веществ поверхностное натяжение уменьшается с ростом температуры? Когда оно становится равным нулю?
3. Как вы думаете, что характеризует поверхностное натяжение жидкости – только ее свойства или также свойства окружающей среды?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Кикоин А. К. Молекулярная физика / А. К. Кикоин, И. К. Кикоин. – Санкт-Петербург : Лань, 2008. – 480 с. – ISBN 978-5-8114-0737-8.

Сивухин Д. В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика / Д. В. Сивухин. – Москва : Физматлит, 2014. – 544 с. – ISBN 978-5-9221-1512-4.

Матвеев А. Н. Молекулярная физика / А. Н. Матвеев. – Санкт-Петербург : Лань, 2010. – 364 с. – ISBN 978-5-8114-1007-1.

Алешкевич В. А. Молекулярная физика / В. А. Алешкевич. – Москва : Физматлит, 2016. – 307 с. – ISBN 978-5-9221-1696-1.

Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы / В. П. Преображенский. – Москва : Энергия, 1978. – 704 с.

Дан П. Д. Тепловые трубы / П. Д. Дан, Д. А. Рей. – Москва : Энергия, 1979. – 272 с.

Енохович А. С. Краткий справочник по физике / А. С. Енохович. – Москва : Высшая школа, 1976. – 288 с.

Учебное издание

Кисеев Валерий Михайлович
Береснев Сергей Анатольевич

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум

Заведующий редакцией *М. А. Овечкина*
Редактор *Т. А. Федорова*
Корректор *Т. А. Федорова*
Компьютерная верстка *Г. Б. Головина*

Подписано в печать 10.03.2020. Формат 60×84/16.
Бумага офсетная. Цифровая печать.
Уч.-изд. л. 6,00. Усл. печ. л. 7,21. Тираж 30 экз. Заказ 30.

Издательство Уральского университета.
Редакционно-издательский отдел ИПЦ УрФУ
620083, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4.
Тел.: +7 (343) 389-94-79, 350-43-28
E-mail: rio.marina.ovechkina@mail.ru

Отпечатано в Издательско-полиграфическом центре УрФУ
620083, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4.
Тел.: +7 (343) 358-93-06, 350-58-20, 350-90-13
Факс +7 (343) 358-93-06
<http://print.urfu.ru>

